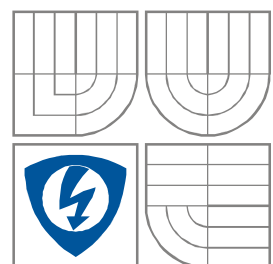


**VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ**  
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A  
KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ  
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY**

**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND  
COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS**

## **POLARIZAČNÍ VLASTNOSTI OPTICKÉHO SVAZKU**

POLARIZATION PROPERTIES OF LASER BEAM

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**  
BACHELOR'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**  
AUTHOR

**VOJTĚCH BŘEZINA**

**VEDOUCÍ PRÁCE**  
SUPERVISOR

**Ing. JURAJ POLIAK**

**BRNO, 2012**



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

## Bakalářská práce

bakalářský studijní obor  
Elektronika a sdělovací technika

**Student:** Vojtěch Březina  
**Ročník:** 3

**ID:** 125379  
**Akademický rok:** 2011/2012

### NÁZEV TÉMATU:

**Polarizační vlastnosti optického svazku**

### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se laserovými svazky obecně a zaměřte se detailně na metody určování polarizace laserového záření. Matematicky popište polarizační stavy optické vlny. Seznamte se s komponenty pro zjišťování a změnu polarizace svazku. Navrhněte experimentální pracoviště pro měření a změnu polarizace laserového záření. U vybraných laserů změřte polarizaci. Měřte kontrolovaně výstupní polarizaci optického záření pomocí vlnových destiček. Výsledky porovnejte s teoretickými hodnotami.

### DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991.

[2] SAVENKOV, S. N., YUSHTIN, K. E., KOLISNYCHENKO, B. M., SKOBLYA, YU. A., On the one-to-one correspondence of Mueller and Jones matrix formalisms under natural conditions, In Mathematical Methods in Electromagnetic Theory MMET 98, 1998, p.444-446.

**Termín zadání:** 6.2.2012

**Termín odevzdání:** 25.5.2012

**Vedoucí práce:** Ing. Juraj Poliak  
**Konzultanti bakalářské práce:**

**prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida**  
*Předseda oborové rady*

### UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI, díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

## **ABSTRAKT:**

Bakalářská práce se zabývá polarizačními vlastnostmi optického svazku a určením jejich polarizačních vlastností pomocí Stokesových parametrů. Dále je studován vliv okolního prostředí na polarizaci vlny.

V úvodu práce jsou definovány základní pojmy týkající se polarizace vlny, včetně popisu některých polarizačních zařízení.

V práci je navrženo experimentální pracoviště pro měření polarizačních vlastností pomocí Poincarého sféry a Stokesových parametrů.

Předmětem experimentální části bylo: měření polarizace vlny, měření Muellerovy matice, ověření funkce beam splitteru a vytvoření podpůrných programů v prostředí MATLAB.

Z výsledků experimentální části byly stanoveny závěry umožňující zlepšení měření.

## **KLÍČOVÁ SLOVA:**

Laser, Laserové svazky, Polarizace, Stokesovy parametry, Poincarého koule, Muellerova matice.

## **ABSTRACT:**

Bachelor thesis deals with polarization properties of optical beam and determination her polarization state by Stokes parameters. Further is studied the influence of environment on the polarization of wave.

At the beginning of the thesis, fundamental terms which concern wave polarisation including description of polarisation device are defined.

In conclusion of the thesis, experimental workplace for polarisation properties measurement using Poincare sphere and Stokes parameters is designed.

The object of the experimental part were: measurement of the polarization wave, Mueller matrix measurement, verification function beam splitter and the creation of supportive programs in MATLAB.

The results of the experimental findings were determined, allowing to improve measurement.

## **KEYWORDS:**

Laser, Laser beam, Polarization, Stokes Parameters, Poincaré Spere, Mueller Matrix.

BŘEZINA, V. *Polarizační vlastnosti optického svazku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav radioelektroniky, 2012. 76s., 1s. příloh. Bakalářská práce. Vedoucí práce: Ing. Juraj Poliak

## PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Polarizační vlastnosti optického svazku jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne .....

.....

(podpis autora)

## PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu bakalářské práce Ing. Juraji Poliakovi za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně dne .....

.....

(podpis autora)

# Obsah:

<b>SEZNAM OBRÁZKŮ:</b>	<b>- 8 -</b>
<b>SEZNAM TABULEK:</b>	<b>- 10 -</b>
<b>ÚVOD</b>	<b>- 10 -</b>
<b>1. LASER</b>	<b>- 12 -</b>
1.1. ÚVOD DO PROBLEMATIKY LASERU	- 12 -
1.2. PRINCIP ČINNOSTI LASERU	- 13 -
1.2.1 Interakce fotonu a elektronu v laseru	- 14 -
1.2.2 Metastabilní hladina	- 15 -
1.2.3 Inverze populace	- 15 -
<b>2. LASEROVÉ SVAZKY</b>	<b>- 16 -</b>
2.1 GAUSSOVSKÝ SVAZEK	- 17 -
2.1.1 Komplexní amplituda	- 17 -
2.1.2 Intenzita	- 19 -
2.1.3 Další vlastnosti svazku	- 20 -
2.2 TRANSFORMACE GAUSSOVSKÉHO SVAZKU	- 22 -
2.2.1 Zákon ABCD	- 23 -
2.2.2 Šíření volným prostorem	- 23 -
2.2.3 Průchod paprsku mezi dvěma vztaženými rovinami	- 24 -
2.2.4 Lom na ploše s poloměrem křivosti	- 25 -
2.2.5 Odraz paprsku od zrcadla	- 26 -
2.2.7 Tenká čočka	- 26 -
2.2.8 Kaskádní řešení optických prvků	- 28 -
2.3 HERMITEOVSKÉ - GAUSSOVSKÉ SVAZKY	- 28 -
2.3.1 Komplexní amplituda	- 28 -
2.4 LAGUERREOVSKÉ – GAUSSOVSKÉ SVAZKY	- 30 -
<b>3. POLARIZACE SVĚTLA</b>	<b>- 32 -</b>
3.1 POLARIZACE	- 32 -
3.1.1 Polarizační elipsa	- 32 -
3.1.2 Lineárně polarizované světlo	- 33 -
3.1.3 Kruhově polarizované světlo	- 33 -
3.1.4 Jonesův vektor	- 34 -
3.1.5 Ortogonální polarizace	- 35 -
3.1.6 Lineární polarizátory ve směru $x$	- 36 -
3.2 ODRAZ A LOM	- 37 -
3.3 POLARIZACE TE A TM	- 38 -
3.4 CHROMATICKÁ DISPERZE	- 40 -
3.5 POLARIZAČNÍ ZAŘÍZENÍ	- 41 -
3.5.1 Polarizátory	- 41 -
3.5.2 Fázové destičky	- 43 -
3.5.3 Řízení intenzity světla	- 44 -
3.5.4 Polarizační rotátory	- 45 -
3.5.5 Optické izolátory	- 45 -

<b>4. EXPERIMENTÁLNÍ PRACOVÍŠTĚ PRO MĚŘENÍ A ZMĚNU POLARIZACE LASEROVÉHO ZÁŘENÍ .....</b>	<b>- 47 -</b>
4.1 STOKESOVY PARAMETRY .....	- 47 -
4.2 POINCARÉHO SFÉRA .....	- 49 -
4.3 MĚŘENÍ STOKESOVÝCH PARAMETRŮ .....	- 50 -
<b>5. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST .....</b>	<b>- 52 -</b>
5.1 MĚŘENÍ VÝSTUPNÍHO OPTICKÉHO VÝKONU PŘI PRŮCHODU LASEROVÉHO ZÁŘENÍ PŘES LINEÁRNÍ POLARIZÁTOR .....	- 52 -
5.2 MĚŘENÍ STOKESOVÝCH PARAMETRŮ POLARIZOVANÉ VLNY A PŘEVOD NA JONESŮV VEKTOR .....	- 55 -
<b>ZÁVĚR .....</b>	<b>- 72 -</b>
<b>POUŽITÁ LITERATURA .....</b>	<b>- 73 -</b>
<b>VÝZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ .....</b>	<b>- 75 -</b>
<b>PŘÍLOHY .....</b>	<b>- 76 -</b>

## Seznam obrázků:

OBRÁZEK 1: SLOŽENÍ LASERU [8] .....	- 12 -
OBRÁZEK 2: PŘÍKLAD FUNKČNÍHO LASERU [3] .....	- 13 -
OBRÁZEK 3: RADIAČNÍ PROCESY V ATOMECH [4] .....	- 14 -
OBRÁZEK 4: ROVINNÁ A VÁLCOVÁ VLNA [8] .....	- 16 -
OBRÁZEK 5: ZÁVISLOST $w/w_0$ NA $z/z_0$ .....	- 18 -
OBRÁZEK 6: ZÁVISLOST $R/z_0$ NA $z/z_0$ .....	- 19 -
OBRÁZEK 7: NORMOVANÁ INTENZITA PRO RŮZNÁ $z$ [12] .....	- 20 -
OBRÁZEK 8: OHNISKOVÁ HLOUBKA GAUSSOVSKÉHO SVAZKU .....	- 22 -
OBRÁZEK 9: TRANSFORMACE SVAZKU LIBOVOLNÝM OPTICKÝM SYSTÉMEM .....	- 23 -
OBRÁZEK 10: PRŮCHOD PAPRSKU MEZI DVĚMA VZTAŽENÝMI ROVINAMI [6] .....	- 24 -
OBRÁZEK 11: LOM NA PLOŠE S POLOMĚREM KŘIVOSTI [6] .....	- 25 -
OBRÁZEK 12: ODRAZ PAPRSKU OD ZRCADLA [6] .....	- 26 -
OBRÁZEK 13: TENKÁ ČOČKA - PRVNÍ PŘÍPAD [6] .....	- 26 -
OBRÁZEK 14: TENKÁ ČOČKA - PŘÍPAD DRUHÝ [6] .....	- 27 -
OBRÁZEK 15: PŘÍKLAD KASKÁDNÍ MATICE [7] .....	- 28 -
OBRÁZEK 16: ELIPTICKÁ POLARIZACE [7] .....	- 32 -
OBRÁZEK 17: LINEÁRNÍ POLARIZACE [7] .....	- 33 -
OBRÁZEK 18: KRUHOVÁ POLARIZACE - A) PRAVOTOČIVĚ B) LEVOTOČIVĚ [9] .....	- 33 -
OBRÁZEK 19: JONESOVY VEKTORY [9] .....	- 34 -
OBRÁZEK 20: OPTICKÁ SOUSTAVA, KTERÁ MĚNÍ POLARIZACI ROVINNÉ VLNY [9] .....	- 35 -
OBRÁZEK 21: LINEÁRNÍ POLARIZÁTOR [9] .....	- 36 -
OBRÁZEK 22: ODRAZ A LOM [4] .....	- 37 -
OBRÁZEK 23: ODRAZ A LOM V ZÁVISLOSTECH NA INDEXU LOMU [4] .....	- 38 -
OBRÁZEK 24: OBRÁZKY VLEVO JE CHROMATICKÁ DISPERZE NA ROZHRANÍ VZDUCHU A SKLA, OBRÁZEK VPRAVO JE CHROMATICKÁ DISPERZE PŘI PRŮCHODEM HRANOLU [4] .....	- 41 -
OBRÁZEK 25: POLARIZACE SELEKTIVNÍ ABSORPCÍ [9] .....	- 41 -
OBRÁZEK 26: POLARIZÁTOR ZALOŽENY NA BREWSTEROVĚ ÚHLU [9] .....	- 42 -
OBRÁZEK 27: POLARIZAČNÍ HRANOLY: A) WOLLASTONŮV HRANOL; B) ROCHONŮV HRANOL; C) SÉNARMONTŮV HRANOL [9] .....	- 42 -
OBRÁZEK 28: PŮSOBNÍ ČTVRTVLNOVÉ FÁZOVÉ DESTIČKY ( $\pi/2$ ) A PŮLVLNOVÉ FÁZOVÉ DESTIČKY ( $\pi$ ), F A S PŘEDSTAVUJÍ RYCHLÉ A POMALÉ OSY FÁZOVÉ DESTIČKY [9] .....	- 43 -
OBRÁZEK 29: ŘÍZENÍ INTENZITY SVĚTLA POUŽITÍM FÁZOVÉ DESTIČKY [9] .....	- 44 -



OBRÁZEK 30: OPTICKÝ IZOLÁTOR POUŽÍVAJÍCÍ POLARIZAČNÍ ROTÁTOR ZALOŽENÝ NA FARADAYOVĚ JEVU A) VLNA PROCHÁZÍ V PŘÍMÉM SMĚRU B) VLNA JE POHLCENA VE ZPĚTNÉM SMĚRU (NEPROCHÁZÍ) [9].....	- 46 -
OBRÁZEK 31: ORTOGONÁLNÍ REPREZENTACE A) STOKESOVÝCH PARAMETRŮ, B) NORMOVANÝCH STOKESOVÝCH PARAMETRŮ [11].....	- 48 -
OBRÁZEK 32: POINCARÉHO SFÉRA [10].....	- 49 -
OBRÁZEK 33: BLOKOVÉ SCHÉMA POSTUPNÉHO MĚŘENÍ STOKESOVÝCH PARAMETRŮ. ....	- 50 -
OBRÁZEK 34: PARALELNÍ MĚŘENÍ STOKESOVÝCH PARAMETRŮ. ....	- 51 -
OBRÁZEK 35: SCHÉMA ZAPOJENÍ PRO MĚŘENÍ VÝSTUPNÍHO OPTICKÉHO VÝKONU PŘI PRŮCHODU LASEROVÉHO ZÁŘENÍ PŘES LINEÁRNÍ POLARIZÁTOR.....	- 53 -
OBRÁZEK 36: GRAF ZÁVISLOSTI $P/P_{MAX}$ V ZÁVISLOSTI NA OTÁČENÍ LINEÁRNÍHO POLARIZÁTORU .....	- 54 -
OBRÁZEK 37: SCHÉMA ZAPOJENÍ SLOUŽÍCÍ K URČENÍ STOKESOVÝCH PARAMETRŮ .....	- 57 -
OBRÁZEK 38: ORTOGONÁLNÍ REPREZENTACE VYPOČÍTANÝCH .....	- 58 -
OBRÁZEK 39: ZOBRAZENÍ ZMĚŘENÝCH STOKESOVÝCH PARAMETRŮ V POINCARÉHO SFÉRE -	59 -
OBRÁZEK 40: SCHÉMA PRO MĚŘENÍ 16 OPTICKÝCH INTENZIT .....	- 64 -
OBRÁZEK 41: PRINCIPIÁLNÍ ZOBRAZENÍ FUNKČNOSTI BEAM SPLITTERU [14] .....	- 66 -
OBRÁZEK 42: HRANOLOVÝ BEAM SPLITTER [15] .....	- 66 -
OBRÁZEK 43: SCHÉMA ZAPOJENÍ PRO OVĚŘENÍ FUNKCE BEAM SPLITTERU .....	- 67 -
OBRÁZEK 44: VEKTOR $\vec{A}$ ZAPSANÝ DO ROVINY X-Y [13] .....	- 69 -
OBRÁZEK 45: UŽIVATELSKÉ ROZHRAŇÍ PŘEVODU 1 .....	- 69 -
OBRÁZEK 46: UŽIVATELSKÉ ROZHRAŇÍ PŘEVODU 2.....	- 70 -
OBRÁZEK 47: UŽIVATELSKÉ ROZHRAŇÍ PRO MODELOVÁNÍ POLARIZACE SVĚTLA.....	- 71 -

## Seznam tabulek:

TABULKA 1: NAMĚŘENÉ HODNOTY VÝSTUPNÍHO VÝKONU PŘI PRŮCHODU LASEROVÉHO ZÁŘENÍ PŘES LINEÁRNÍ POLARIZÁTOR. ....	- 53 -
TABULKA 2: NAMĚŘENÉ VÝSTUPNÍ OPTICKÉ VÝKONY 16 OPTICKÝCH INTENZIT. ....	- 65 -
TABULKA 3: NAMĚŘENÉ OPTICKÉ VÝKONY PRO OVĚŘENÍ FUNKCE BEAM SPLITTERU .....	- 67 -

# Úvod

Laser je obdivuhodné a v dnešní době nenahraditelné zařízení, které je zdrojem vysoce směřového svazku záření. Laser jako zdroj záření našel uplatnění v medicíně, geodesii, astronomii, biologii, metrologii, energetice, automatizaci, vojenské technice, výpočetní technice, automatizaci, komunikačních systémech a dalších vědních oborech. Člověk si možná neuvědomuje, že se s laserovým zářením setkává téměř nepřetržitě, například u kompaktních disků (CD, DVD), laserových tiskáren atd.

V komunikačních systémech slouží pro datové přenosy prostřednictvím optických vláken, která jsou využívána pro svou velkou šířku pásma. Při této komunikaci není požadována žádná licence. V počátku měli rezervu oproti požadavkům sítí, dnes jsou hodně využívány pro svoji rychlou přenosovou rychlost.

První kapitola obsahuje bližší seznámení s principem činnosti laseru a jeho konstrukcí.

V následující kapitole jsou vysvětleny tři typy laserových svazků, jejich matematický popis, vlastnosti a transformace svazku.

Další část této práce popisuje různé typy polarizací světla s jejich matematickým popisem a komponenty pro změnu polarizace.

Následující kapitola je věnována objasnění principu určování polarizace světla na základě Stokesových parametrů a Poincarého sféry. Je zde uvedeno i experimentální pracoviště sloužící k měření a k změně polarizace světla.

V závěru práce jsou navrženy a změřeny tři laboratorní úlohy. Jsou zde také uvedeny části zdrojových kódů v MATLABU, které mohou být využity jako podpora při výuce. Naměřené výsledky jsou porovnány s teoretickými předpoklady a je pojednáno o možnostech zvýšení přesnosti měření.

Téma polarizační vlastnosti optického svazku jsem si vybral pro jeho rostoucí výskyt ve světě průmyslu. Vlastností optického záření je využíváno v přístrojovém vybavení mnoha odvětví. V mém studijním oboru je polarizace využívána zejména v komunikačních systémech pro datové přenosy. Domnívám se, že se jedná přenos, který se stále rozvíjí a bude mít velké uplatnění v blízké budoucnosti.

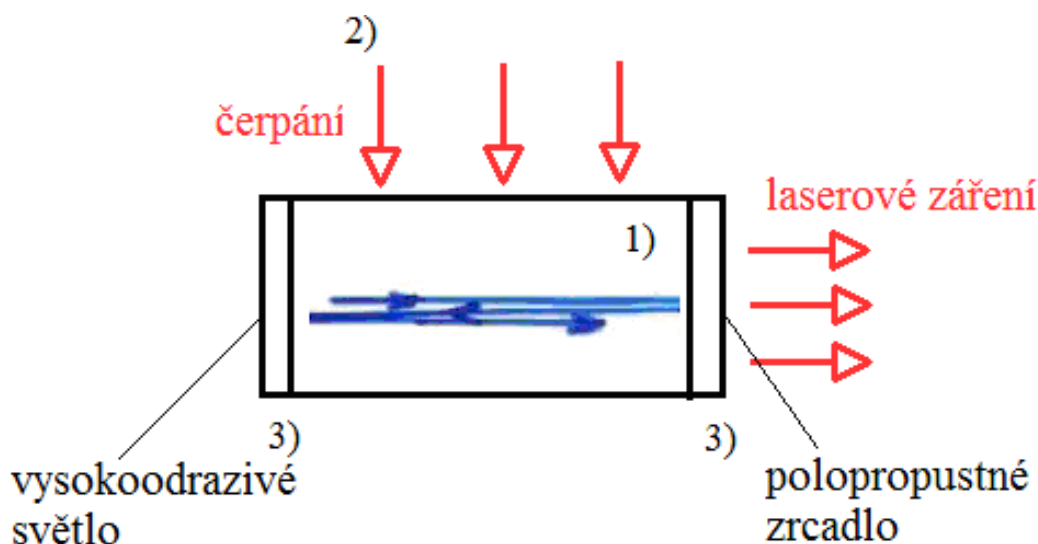
# 1. Laser

## 1.1. Úvod do problematiky laseru

Principiální složení laseru je poměrně složité a využívá mnoho fyzikálních poznatků. Vhodným použitím těchto poznatků vznikne specifické světlo, obvykle nevyskytující se v přírodě. Světlo generované laserem je vysoce koherentní, s tím souvisí i jeho vysoká monochromaticnost a směrovost [3].

Laser se skládá ze tří částí:

- 1) aktivního prostředí
- 2) budícího zdroje
- 3) rezonančního systému

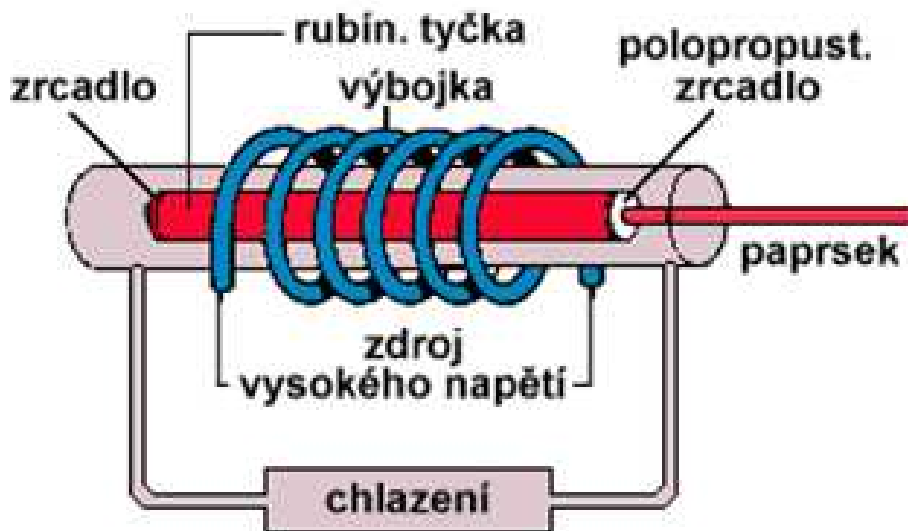


Obrázek 1: Složení laseru [8]

*Aktivní prostředí* – je látka obsahující oddělené kvantové energetické hladiny elektronů. Může se jednat o plyn (nebo směs plynů), monokrystal, polovodič s p-n přechodem, organická barviva, volné elektrony atd. [5].

*Rezonátor* – ve většině laserů prochází světlo přes tzv. rezonátor, což je optická dutina vymezená zrcadly. Nejčastěji je rezonátor tvořen dvěma zrcadly, z nichž jedno je zcela odrazivé a druhé částečně propustné. Jako nepropustné zrcadlo se používá dielektrické zrcadlo, někdy také leštěný kov např. zlato (Au). Zrcadla v rezonátoru nemusí být rovinná, v některých případech je výhodné použít konkávní, ale i konvexní zrcadla [5].

Je důležité si uvědomit, vše co v laseru proběhne se vykoná cca v řádu několika milisekund [3].



Obrázek 2: Příklad funkčního laseru [3]

## 1.2. Princip činnosti laseru

Pod zdrojem energie si můžeme představit např. výbojku, která dodává do aktivního prostředí energii. Ta energeticky vybudí elektrony nacházející se v aktivním prostředí ze základní energetické hladiny do vyšší energetické hladiny, dochází k tzv. excitaci. Tímto způsobem je vybudena většina elektronů nacházejících se v aktivním prostředí a poté vzniká tzv. inverze populace. Při následném přestupu na základní energetickou hladinu dojde k emisi fotonů. Jestliže umístíme aktivní prostředí do rezonátoru, tvořeného např. zrcadly, dochází k odrazům paprsku fotonů (to podporuje stimulovanou emisi, a tím dochází k zesilování toku fotonů). Výsledný světelný paprsek následně opouští tělo laseru přes polopropustné zrcadlo [5].

Radiační procesy probíhající v atomech: 1. absorpce (pohlcení)

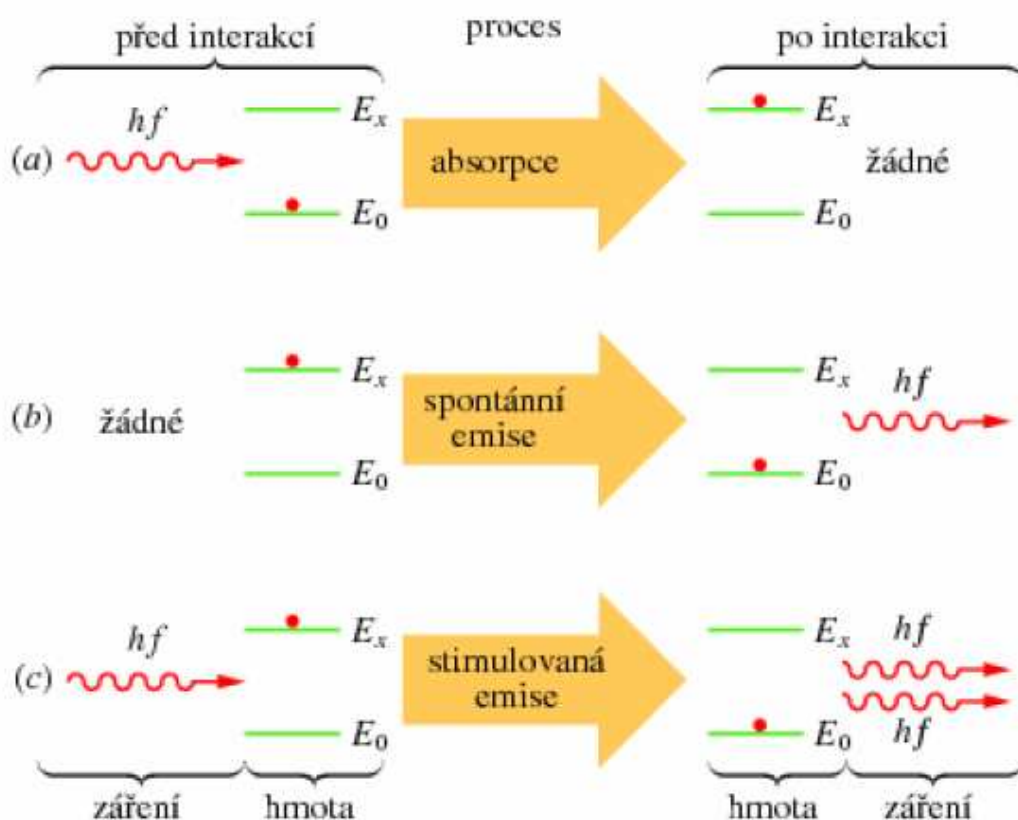
2. emise záření - spontánní

- stimulovaná

Spontánní emise – přejde-li elektron vlivem excitace do vyšší energetické hladiny, po určité době sám přejde zpět bez vnějšího zásahu na základní energetickou hladinu (tento jev se nazývá doba života a trvá řádově  $10^{-8}$  s ), přičemž vyšle foton [4].

Stimulovaná emise – dojde-li k interakci mezi fotonem a elektronem, přejde elektron vlivem excitace do vyšší energetické hladiny. Dříve než dojde k samovolnému návratu na základní energetickou hladinu dojde k reakci s jiným fotonem, který spustí stimulaci [4].

Absorpce – je v širším smyslu pohlcení a zeslabení záření při jeho šíření určitým prostředím [4].



Obrázek 3: Radiační procesy v atomech [4]

### 1.2.1 Interakce fotonu a elektronu v laseru

1. Uvnitř aktivního prostředí se nachází elektron, do kterého narazí foton, elektron pohltí energii fotonu a excituje na vyšší energetickou hladinu, přičemž foton musí mít určitou energii ( $\Delta E = h \cdot \nu$ ), která je potřebná k přesunu elektronu na jinou, vyšší energetickou

hladinu. Když foton předá svou energii dojde k jeho absorpci. Elektron, který se nachází na vyšší energetické hladině, zde dlouho nevydrží a spontánní emisí se elektron opět vrátí na jeho základní energetickou hladinu, přičemž emituje foton o stejné energii, avšak náhodným směrem.

2. Jestliže vletí foton do elektronu (elektron excituje na vyšší energetickou hladinu a poté spadne na metastabilní hladinu), ale dříve než se stačí elektron spontánní emisí vrátit na základní energetickou hladinu, narazí do elektronu na metastabilní hladině další foton. Tento druhý foton donutí elektron přesunout se na základní energetickou hladinu (stimulovaná emise), čímž dojde k emitaci fotonu. Protože fotony mají jak částicový, tak vlnový charakter, dojde ke spojení emitovaného fotonu s fotonem stimulujícím, vznikne jedna vlna, která má dvojnásobnou amplitudu [3].

### **1.2.2 Metastabilní hladina**

Laser ke své funkci využívá aktivního prostředí, ve kterém se tvoří paprsek. Aktivní prostředí musí obsahovat prvky, které obsahují tzv. metastabilní hladinu (např. He - Ne). Narazí-li foton do elektronu takového atomu, elektron excituje na vyšší energetickou hladinu a následně spadne na metastabilní hladinu, tím dojde k uvolnění fotonu do libovolného směru. Důležité je si uvědomit, že volíme prvky obsahující metastabilní hladinu proto, že elektron vydrží na metastabilní hladině až 100 000x déle než na ostatních vyšších hladinách. To zvyšuje pravděpodobnost interakce fotonu a elektronu, se kterým se poté spojí [3].

### **1.2.3 Inverze populace**

K inverzi populace dochází tehdy, je-li více elektronů atomu na metastabilní hladině než na základní hladině. Protože zdroj nám neustále dodává energii v podobě fotonů, každý foton nám excituje elektron na vyšší energetickou hladinu a následně na metastabilní hladinu. Takto se naskládá většina elektronů na metastabilní hladinu a čeká až přiletí stimulující foton, který donutí všechny elektrony sestoupit na základní hladinu, přičemž každý vypustí jeden foton. Všechny tyto fotony se sečtou, včetně toho stimulujícího a vznikne jedna vlna s mnohem větší amplitudou a energií [3].

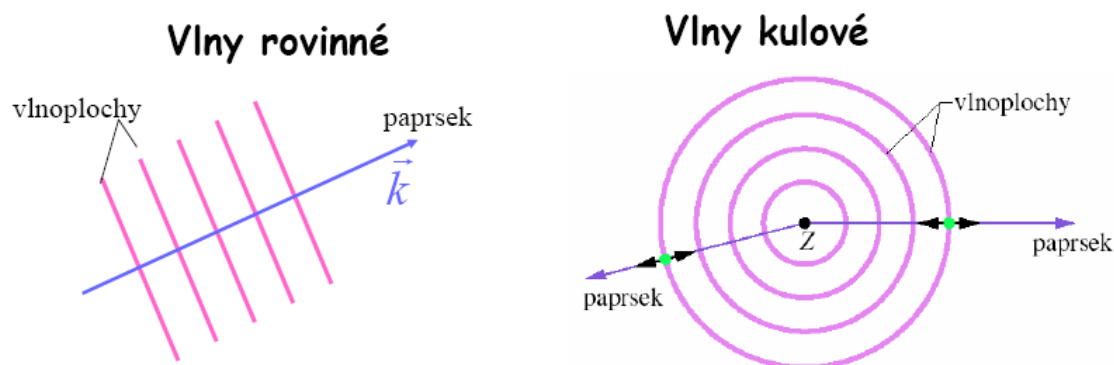
### Rezonátor

Rezonátor je soustava dvou zrcadel, kde jedno je odrazivé (99,9%) a druhé je polopropustné viz. Obr. 1. Polopropustné zrcadlo umožňuje svazku opustit prostředí rezonátoru.

## 2. Laserové svazky

Svazková optika popisuje formu prostorově lokalizovaného svazku, jež se šíří prostorem bez úhlové divergence. Přestože vlnová povaha světla vylučuje existenci takové idealizace, může se světlo šířit ve tvaru svazků, které jsou maximálním možným způsobem prostorově lokalizovanými nedivergentními vlnami [2].

Rovinná a sférická vlna reprezentují dva opačné extrémy úhlového a prostorového omezení. Normály vlnoplochy (paprsky) rovinné vlny jsou rovnoběžné se směrem šíření, nedochází k žádné divergenci, přenášená energie vyplňuje celý prostor. Naopak sférická (válnová) vlna se šíří z jednoho bodu přímkou a její normály k vlnoploše (paprsky) se rozbíhají do všech směrů kolmých ke zdroji [2].



Obrázek 4: Rovinná a válcová vlna [8]

Vlny, jejichž normály svírají malý úhel s osou  $z$ , se nazývají paraxiálními vlnami. Musí splňovat paraxiální Helmholtzovu rovnici:

$$\nabla^2_{\perp} A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

Důležitým řešením této rovnice s vlastnostmi optického svazku je vlna nazývaná gaussovský svazek. Tento typ svazku má eliptickou symetrickou stopu a je určen gaussovskou funkcí s osou, která má osu totožnou s osou svazku. Šířka této funkce je minimální v místě maximálního zúžení svazku tzv. krčku (v jeho středu) a postupně se zvětšuje na obě strany. Blízko středu jsou vlnoplochy téměř rovinné, potom se postupně zakřivují, až se ve velké vzdálenosti stanou přibližně sférickými viz. Obr.6. Záření vystupující z laseru má za určitých ideálních podmínek tvar gaussovského svazku [2].



## 2.1 Gaussovský svazek

### 2.1.1 Komplexní amplituda

Paraxiální vlna je rovinná vlna  $\exp(-jkz)$  s vlnovým číslem  $k = 2\pi/\lambda$  a vlnovou délkou  $\lambda$  modulovaná komplexní obálkou  $A(r)$ , která je proměnnou funkcí polohy. Pro komplexní amplitudu platí:

$$\hat{U}(r) = A(r) \cdot \exp(-jkz) \quad (2.2)$$

Aby byla pro komplexní amplitudu  $\hat{U}(r)$  splněna Helmholtzova rovnice  $\nabla^2 U + k^2 U = 0$ , musí být komplexní obálka  $\hat{A}(r)$  řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice (2.1).

Jednoduchému řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice vyhovuje například paraboloidní vlna:

$$\hat{A}(r) = \frac{A_1}{z} \exp\left(-jk \frac{p^2}{2z}\right), \quad \text{kde } p^2 = x^2 + y^2 \quad (2.3)$$

Z paraboloidní vlny lze získat gaussovský svazek jednoduchou aproximací. Vzhledem k tomu, že komplexní obálka paraboloidní vlny (2.3) je řešením paraxiální Helmholtzovy rovnice (2.2), řešením je obálka posunutá o hodnotu  $\xi$ .  $z$ , substitucí  $z = z - \xi$ .

$$\hat{A}(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{p^2}{2q(z)}\right), \quad \text{kde } q(z) = z - \xi \quad (2.4)$$

Jedná se vlastně o paraboloidní vlnu v bodě  $z = \xi$  místo v  $z = 0$ . Když je  $\xi$  ryze imaginární, např.  $\xi = -jz_0$ , kde  $z_0$  je reálné číslo, vztah (2.4) definuje komplexní obálku gaussovského svazku:

$$\hat{A}(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{p^2}{2q(z)}\right), \quad \text{kde } q(z) = z + jz_0 \quad (2.5)$$

Parametr  $z_0$  je zde označován jako *Rayleighova vzdálenost* [2]. Abychom oddělili fázi a amplitudu této komplexní obálky, zapišme komplexní funkci  $1/q(z) = 1/(z + jz_0)$  pomocí její reálné a imaginární části, přičemž definujeme dvě nové funkce  $R(z)$  a  $w(z)$ :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi w^2(z)}, [\text{m}^{-1}] \quad (2.6)$$

kde  $w(z)$  popisuje pološířku svazku a  $R(z)$  poloměr křivosti jeho vlnoplochy ve vzdálenosti  $z$ . Výraz pro komplexní amplitudu  $\hat{U}(r)$  gaussovského svazku lze získat dosazením rovnice (2.6) do (2.5) s využitím (2.2). Komplexní amplituda gaussovského svazku pak je:

$$\hat{U}(r) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{p^2}{w^2(z)}\right] \times \exp\left[-jkz - jk \frac{p^2}{2R(z)} + j\xi(z)\right] \quad (2.7)$$

Parametry svazky jsou:

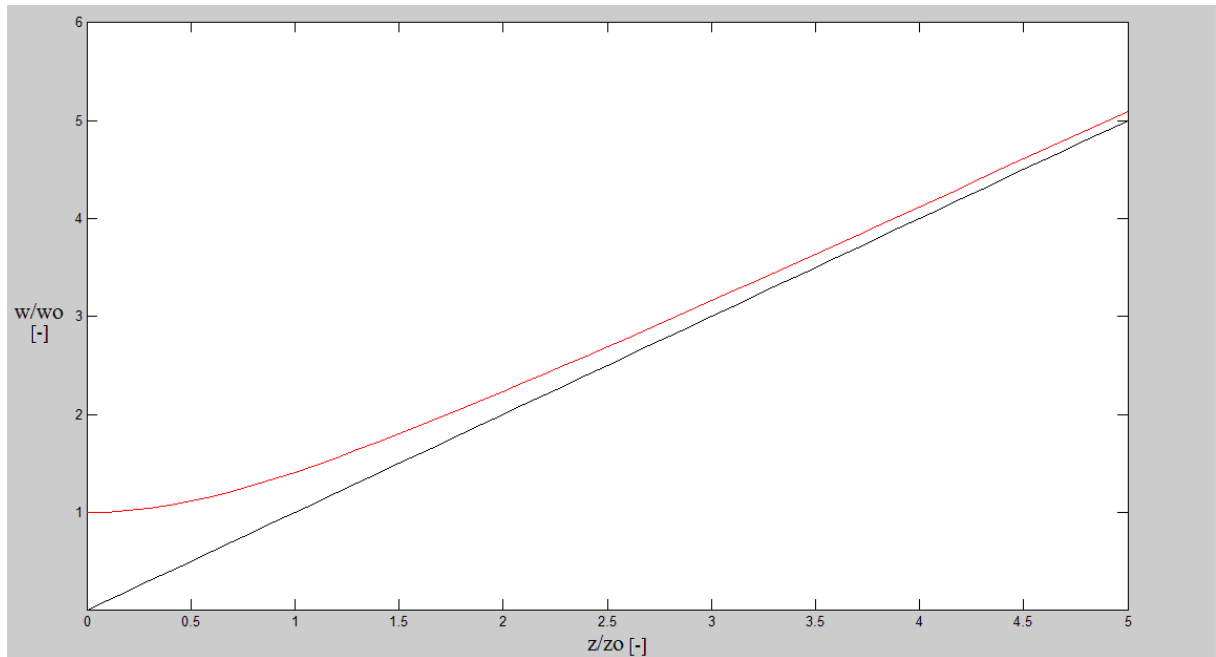
$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}, [\text{m}] \quad (2.8)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right], [\text{m}] \quad (2.9)$$

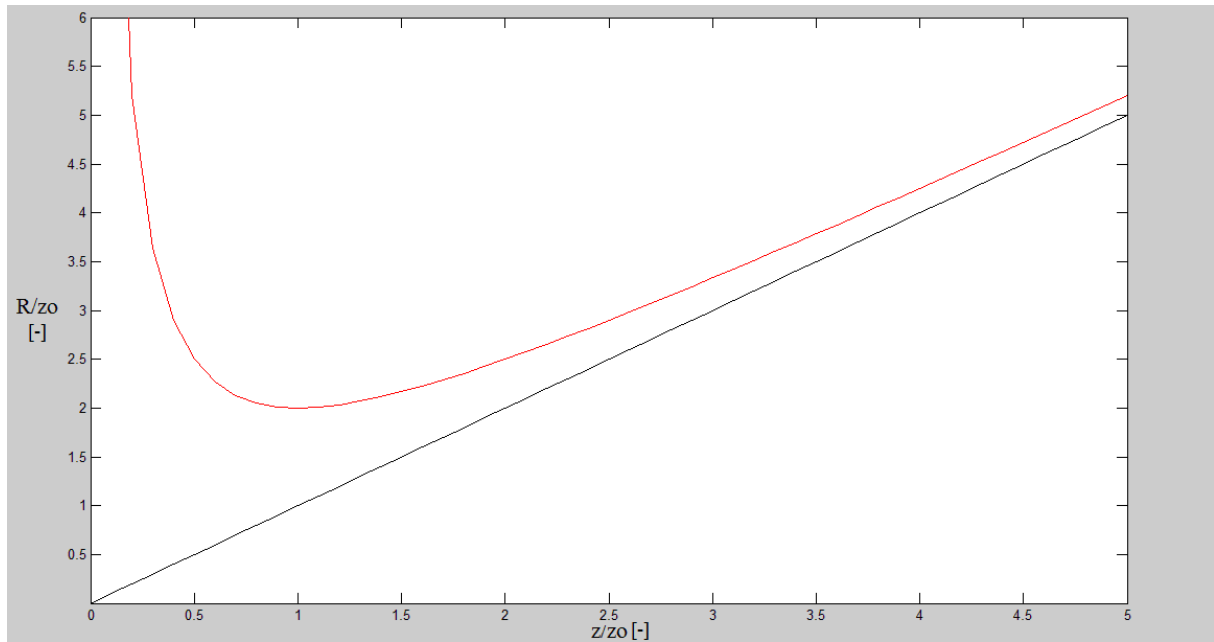
$$\xi(z) = \arctan \frac{z}{z_0}, [\text{rad}] \quad (2.10)$$

$$w_0 = \left( \frac{\lambda \cdot z_0}{\pi} \right)^{1/2} \cdot [\text{m}] \quad (2.11)$$

Z rovnic (2.7) až (2.11) lze určit vlastnosti gaussovského svazku [2].



Obrázek 5: Závislost  $w/w_0$  na  $z/z_0$



Obrázek 6: Závislost  $R/z_0$  na  $z/z_0$

### 2.1.2 Intenzita

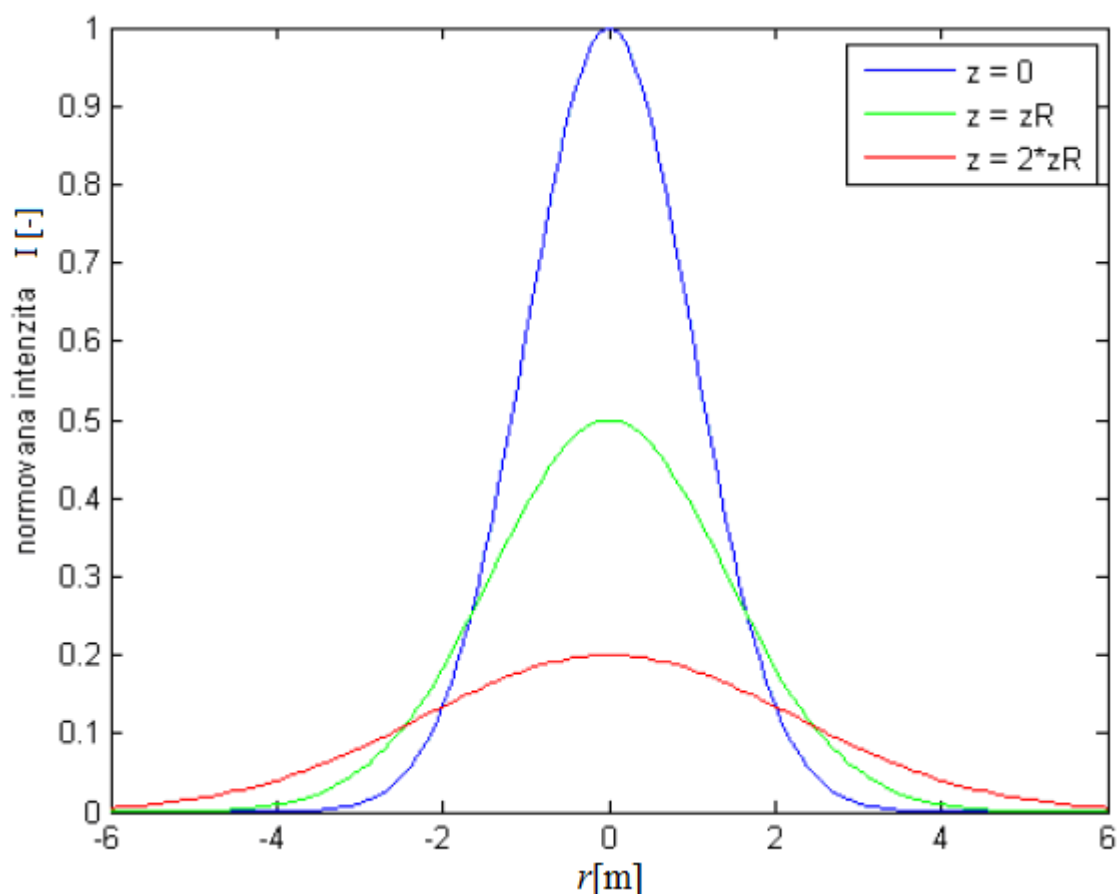
Intenzita optického záření  $I(r) = |U(r)|^2$  je funkcí axiální vzdálenosti  $z$  a radiální vzdáleností  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$  a vyjádřena vztahem [2]:

$$I(r, z) = I_0 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \exp \left[ -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (2.12)$$

Každá hodnota  $z$  je intenzitou gaussovských funkcí v radiální vzdálenosti  $r$ . Proto je vlna nazývána gaussovským svazkem, tato funkce nabývá největší hodnoty pro  $r = 0$  a monotónně klesá se vzrůstajícím  $r$ . Pološířka gaussovského rozložení  $w(z)$  přitom vzrůstá s axiální vzdáleností  $z$ .

$$I(0, z) = I_0 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2} \quad (2.13)$$

pro  $z = 0$  nabývá svou maximální hodnotu  $I_0$  a s rostoucím  $z$  spojitě klesá přičemž pro  $z = \pm z_R$  dosahuje poloviny maximální hodnoty [2].



Obrázek 7: Normovaná intenzita pro různá  $z$  [12]

### 2.1.3 Další vlastnosti svazku

#### Výkon

Celkový výkon přenášený svazkem je dán integrálem součinu intenzity záření a plochy průřezu svazku v rovině kolmé na směr šíření.

$$P = \int_0^{\infty} I(r, z) 2\pi r dr, \text{ kde } r \text{ je radiální souřadnice} \quad (2.14)$$

odkud je  $P = \frac{1}{2} I_0 (\pi w_0^2)$ , kde  $I_0 = I(0, 0)$ .

Výkon svazku je dán poloviční hodnotou součinu maximální intenzity s plochou kruhu o poloměru rovnajícím se pološířce svazku v krčku. Protože jsou gaussovske svazky často charakterizovány přenášeným výkonem  $P$  je vhodné v rovnici (2.14) vyjádřit  $I_0$  jako funkci  $P$  [2].

Intenzita svazku:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right] \quad (2.15)$$

Pološířka svazku

V každém příčném průřezu svazku dosahuje intenzita největší hodnoty na ose  $z$  a v radiálním vzdálenosti  $r = w(z)$  poklesne na  $1/e^2 \approx 0,135$  největší hodnoty. Vzdálenost  $w(z)$  je označována jako pološířka svazku [2].

*Pološířka svazku:*

$$w(z) = w_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}, [\text{m}] \quad (2.8)$$

Divergence svazku

Ve velké vzdálenosti od středu svazku ( $z \gg z_0$ ) vrůstá jeho poloměr přibližně lineárně s rostoucím  $z$  (Obr.5) a vytváří kužel s vrcholovým úhlem  $2\theta$  (tímto kuželem se šíří 86% výkonu) [2].

*Divergenční úhel:*

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{2w_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.16)$$

Ohnisková hloubka (konfokální parametr)

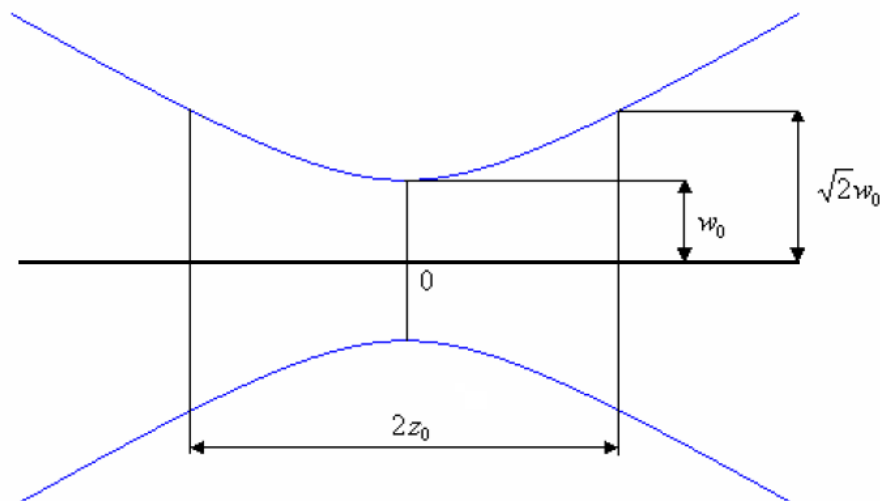
Svazek má minimální pološířku v rovině  $z = 0$  (krček svazku), proto dosahuje v této rovině i nejlepšího zaostření. Svazek se postupně rozšiřuje rovnoměrně do obou stran a dochází k rozostření. Osová vzdálenost, v níž nabývá poloměr svazku hodnotu menší nebo rovnu  $\sqrt{2}w_0$  se nazývá ohnisková hloubka [2].

*Ohnisková hloubka:*

$$2z_0 = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.17)$$

*Rayleighova vzdálenost:*

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.18)$$



Obrázek 8: Ohnisková hloubka gaussovského svazku

### Fáze

Z rovnice (2.7) dostaneme pro fázi gaussovského svazku výraz:

$$\varphi(r, z) = kz - \xi(z) + \frac{kr^2}{2R(z)} \quad (2.19)$$

Na ose svazku ( $r = 0$ ) obsahuje fáze dva členy a to  $kz$  (fáze rovinné vlny) a  $\xi(z)$  (fázové zpoždění dané vztahem (2.10) měnící se od  $-\pi/2$  pro  $z = -\infty$  do  $+\pi/2$  pro  $z = \infty$ ). Toto fázové zpoždění odpovídá zpoždění vlnoplochy svazku vzhledem k rovinné či sférické vlně. Celkové zpoždění podél osy svazku je tedy  $\pi$ , tento jev označován jako Guoyův efekt [2].

### Vlnoplochy

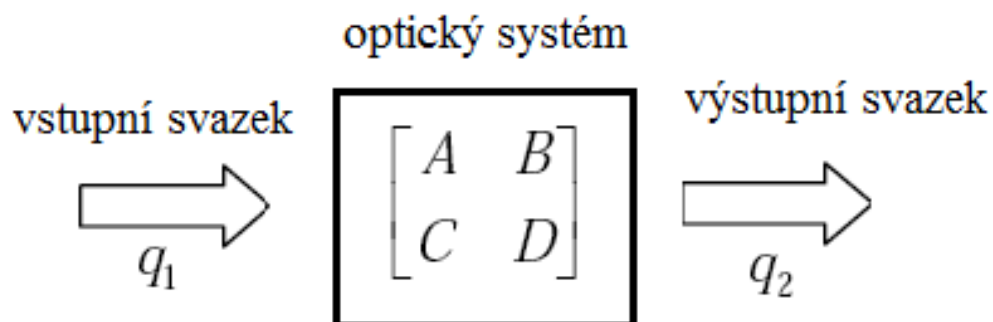
Vlnoplochy spojují místa se stejnou fází. První člen na pravé straně rovnice (2.19) je odpovědný za zakřivení vlnoplochy. Reprezentuje odchylku fáze mimoosových bodů vlnoplochy od fáze rovinné vlny tečné v ose svazku k této vlnoploše [2].

## 2.2 Transformace gaussovského svazku

V paraxiální aproximaci je libovolný optický systém popsán maticí  $2 \times 2$ , která nese informaci o poloze a směru paprsku procházejícího systémem. Nyní si ukážeme, jak libovolný paraxiální optický systém, charakterizovaný maticí  $\mathbf{M}$  s prvky  $A$ ,  $B$ ,  $C$  a  $D$ , transformuje gaussovský svazek [2].

### 2.2.1 Zákon ABCD

Při použití zákona ABCD si musíme nejdříve definovat dva koeficienty  $q_1$  a  $q_2$ , kde jeden reprezentuje vstupní a druhý výstupní gaussovský svazek paraxiálního optického systému, popsaného maticí  $\mathbf{M}$  [2].



Obrázek 9: Transformace svazku libovolným optickým systémem

Pomocí obrázku můžeme napsat rovnici:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (2.20)$$

Parametr  $q$  určuje pološířku  $w$  a poloměr křivosti  $R$  gaussovského svazku viz rovnice (2.6). Tento jednoduchý zákon popisuje transformaci svazku libovolnou paraxiální soustavou.

### 2.2.2 Šíření volným prostorem

Je-li optická soustava tvořena volným prostorem (nebo homogenním prostředím) o tloušťce  $d$ , je přenosová matice tvořena prvky  $A = 1$ ,  $B = d$ ,  $C = 0$  a  $D = 1$  [2].

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

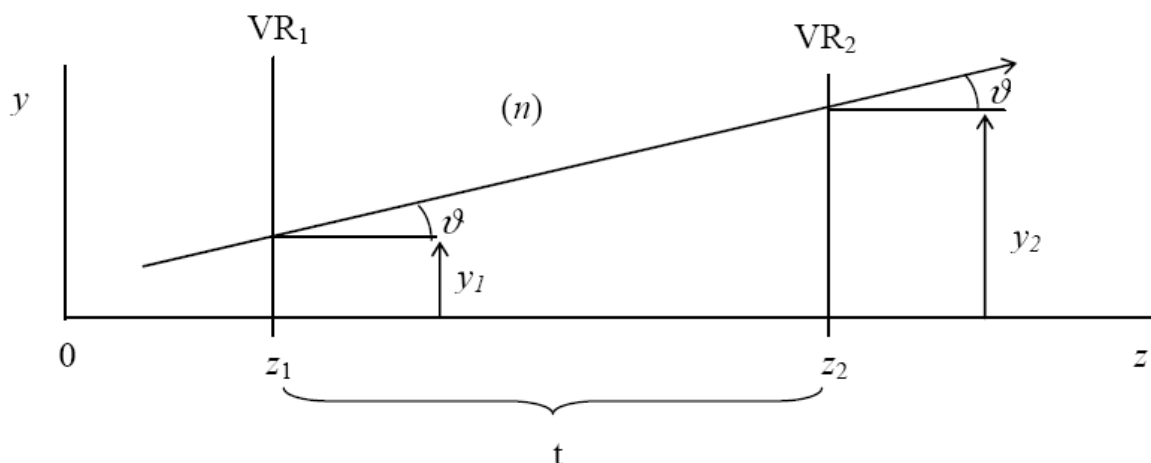
Protože ve volném prostoru platí  $q = z + jz_0$ , proto je parametr  $q_2$  transformována na:

$$q_2 = \frac{1 \cdot q_1 + d}{0 \cdot q_1 + 1} \quad (2.22)$$

### 2.2.3 Průchod paprsku mezi dvěma vztaženými rovinami

Při transformaci paprsku přicházejí do úvahy dva procesy:

- průchod prostředím (homogenním, izotropním, dielektrickým s indexem lomu  $n$ )
- lom na ploše, hranice dvou prostředí s odlišným indexem lomu



Obrázek 10: Průchod paprsku mezi dvěma vztaženými rovinami [6]

Z obrázku můžeme napsat pro průchod paprsku tyto rovnice:

$$y_2 = y_1 + t\vartheta_1 \quad (2.23)$$

$$\vartheta_2 = \vartheta_1 \quad (2.24)$$

kde  $t$  je délka průchodu ( $t = z_2 - z_1$ ), pro zjednodušení je vhodné zavést optické úhly vztahem:

$$\Theta = n \cdot \vartheta \quad (2.25)$$

a redukované délky vztahem

$$T = \frac{t}{n}, \quad (2.26)$$

kde  $n$  je index lomu [6].

Dosadí-li se do (1.25) a (1.26) vztahy (1.23) a (1.24), získáme rovnice:

$$y_2 = y_1 + T\Theta_1 \quad (2.27)$$

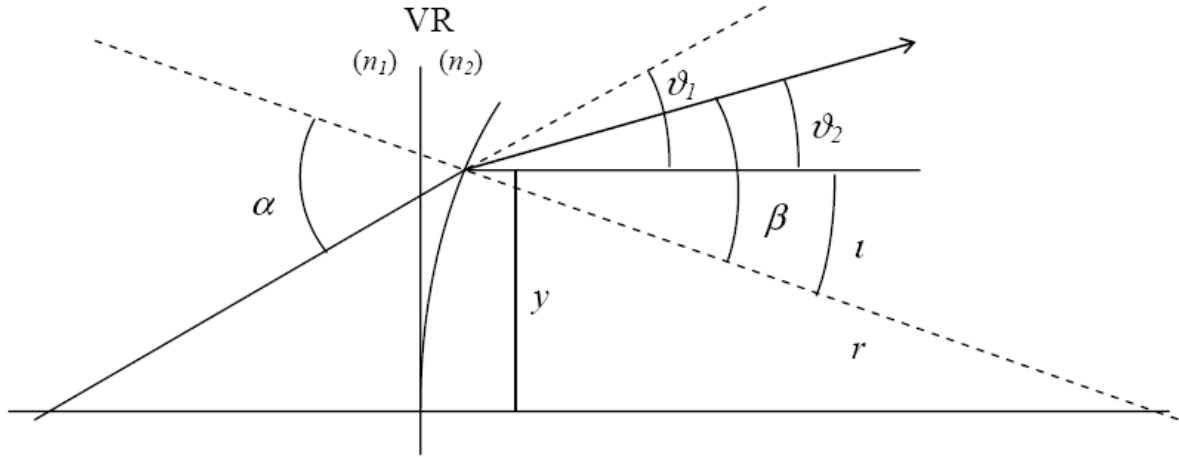
$$\Theta_2 = \Theta_1 \quad (2.28)$$



Pomocí rovnic (2.27) a (2.28) se odvodí transformace průchodem **T** [6]:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 0 & T \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

#### 2.2.4 Lom na ploše s poloměrem křivosti



Obrázek 11: Lom na ploše s poloměrem křivosti [6]

$$y_1 = y_2 \quad (2.30)$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2.31)$$

kde

$$\alpha = \vartheta_1 + i \quad (2.32)$$

$$\beta = \vartheta_2 + i \quad (2.33)$$

$$\Theta_2 = -\frac{n_2 - n_1}{r} y_1 + \Theta_1, \quad (2.34)$$

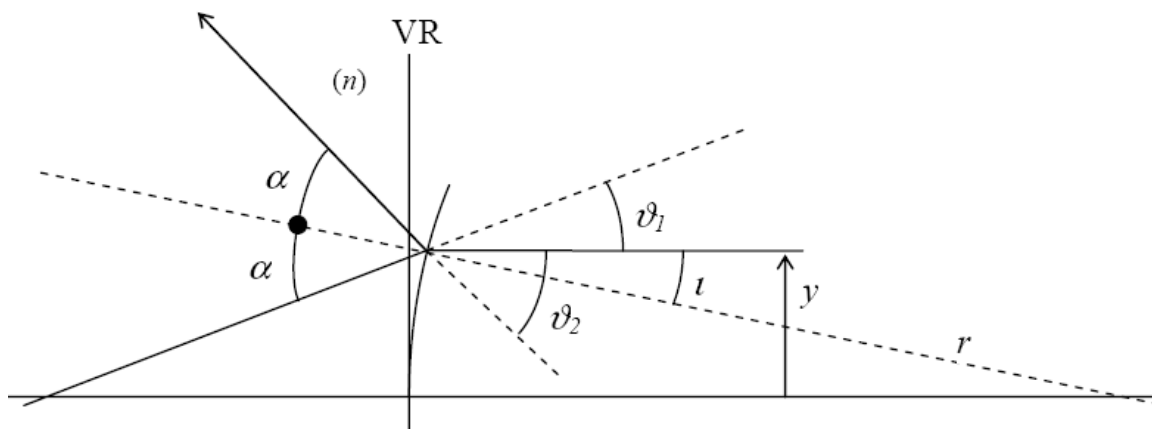
kde  $(n_2 - n_1) / r$  vyjadřuje optickou mohutnost  $P$  lámavé plochy. Pomocí rovnic (2.34) a (2.30) odvodíme matici transformace lomem **R** [6] :

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -P & 1 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

### 2.2.5 Odraz paprsku od zrcadla

Maticí typu  $\mathbf{R}$  lze vyjádřit také odraz paprsku od zrcadla. Použijeme-li podobný způsob jako v předchozím bodě, tak pro odraz od zrcadla dostaneme tuto rovnici [6]:

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2n/r & 1 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

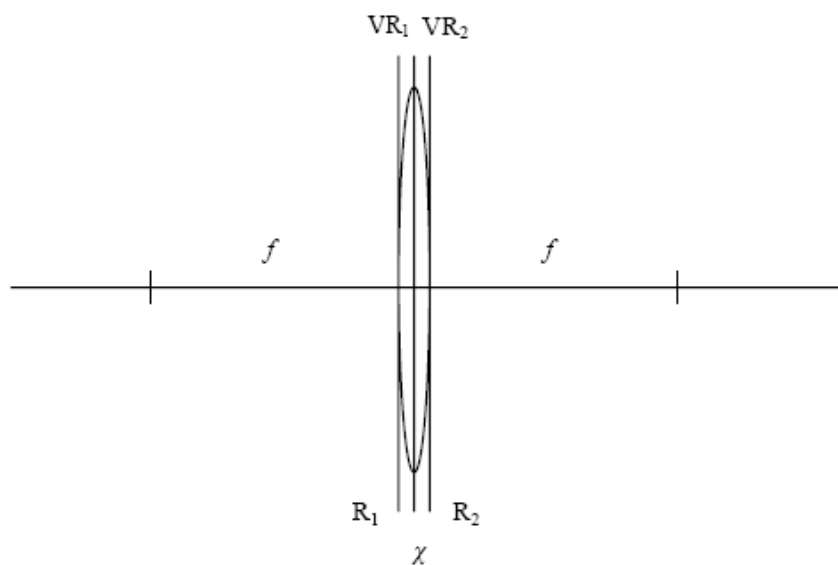


Obrázek 12: Odraz paprsku od zrcadla [6]

### 2.2.7 Tenká čočka

Mezi nejdůležitější transformace patří průchod přes tenkou čočku. Zde se budeme zajímat o dva případy.

1. Volíme vztažné roviny tak , že splývají s hlavní rovinou tenké čočky [6].
2. Volíme vztažné roviny totožné s ohniskovými rovinami [6].



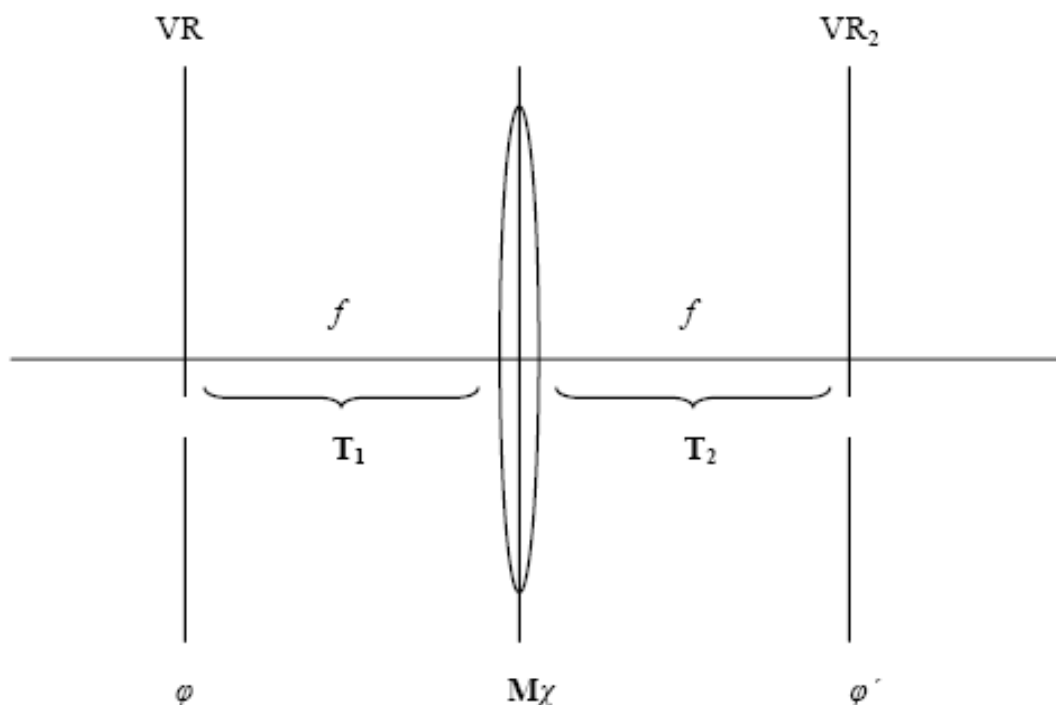
Obrázek 13: Tenká čočka - první případ [6]

$$\mathbf{M}_\chi = R_2 \cdot R_1 \quad (2.37)$$

$$\mathbf{M}_\chi = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -P_2 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -P_1 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\sum_i P_i & 1 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

podle geometrické optiky lze tuto rovnici ještě upravit:

$$\mathbf{M}_\chi = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (2.39)$$



Obrázek 14: Tenká čočka - případ druhý [6]

Matici transformaci tenké čočky v tomto případě označíme  $\mathbf{M}_\varphi$  a opět jí sestavíme dle maticového pravidla:

$$\mathbf{M}_\varphi = \mathbf{T}_2 \mathbf{M} \mathbf{T}_1 \quad (2.40)$$

$$\mathbf{M}_\chi = \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

po vynásobení matic dostaneme výslednou matici [6]:

$$\mathbf{M}_{\varphi} = \begin{bmatrix} 0 & f \\ -1/f & 0 \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

### 2.2.8 Kaskádní řešení optických prvků

Pokud maticová metoda platí pro každé dvě soustavy s maticemi  $\mathbf{M}_i = (A_i, B_i, C_i, D_i)$ , kde  $i = 1, 2$ , platí také zákon ABCD pro zobrazovací soustavu tvořenou jejich kaskádním uspořádáním [2].

$$\mathbf{M}_0 = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{11} & \mathbf{M}_{12} & \mathbf{M}_{13} & \mathbf{M}_{14} \\ \mathbf{M}_{21} & \mathbf{M}_{22} & \mathbf{M}_{23} & \mathbf{M}_{24} \\ \mathbf{M}_{31} & \mathbf{M}_{32} & \mathbf{M}_{33} & \mathbf{M}_{34} \\ \mathbf{M}_{41} & \mathbf{M}_{42} & \mathbf{M}_{43} & \mathbf{M}_{44} \end{bmatrix}$$

Obrázek 15: Příklad kaskádní matice [7]

Jednotlivé matice  $\mathbf{M}_{11} \dots \mathbf{M}_{44}$  představují další matici.

## 2.3 Hermiteovské - Gaussovské svazky

Gaussovský svazek není jediným řešením Helmholtzovy rovnice majícím charakter kvazisvazkového řešení. Existují i jiná řešení včetně svazků s negaussovským rozložením intenzity záření [2].

### 2.3.1 Komplexní amplituda

Komplexní amplitudu Hermiteovského – Gaussovského svazku (HG) můžeme získat modifikací komplexní amplitudy gaussovského svazku funkcemi proměnnými v kartézských souřadnicích. Z řešení paraxiální Helmholtzovy rovnice dostáváme komplexní amplitudu HG svazku. [1]

### Hermiteovy polynomy

Tyto polynomy jsou definovány rekurentním vztahem:

$$H_{l+1}(u) = 2uH_l(u) - 2lH_{l-1}(u), \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} H_0(u) &= 1, \\ H_1(u) &= 2u, \\ H_2(u) &= 4u^2 - 2, \\ H_3(u) &= 8u^3 - 12u, \end{aligned} \quad (2.44)$$

### Komplexní amplituda

$$\begin{aligned} U_{l,m}(x, y, z) &= A_{l,m} \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right] G_l \left[ \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right] G_m \left[ \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right] \times \\ &\times \exp \left[ -jkz - jk \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + j(l+m+1)\zeta(z) \right], \end{aligned} \quad (2.45)$$

kde 
$$G_l(u) = H_l(u) \exp \left( \frac{-u^2}{2} \right), \quad l = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.46)$$

je tzv. Hermiteova-Gaussova funkce  $l$ -tého řádu a  $A_{l,m}$  je konstanta [2].

Protože je  $H_0(u)=1$ , tak Hermiteova-Gaussova funkce řádu  $l=0$  je rovna Gaussově funkci. Pro  $l=1$  je  $G_1(u) = 2u \cdot \exp(-u^2/2)$  lichou funkcí a analogicky je  $G_2(u) = 4u^2 - 2 \cdot \exp(-u^2/2)$  sudá funkce.

### Rozložení intenzity

Intenzita záření HG svazku řádu  $(l, m)$  je dána vztahem [2]:

$$I_{l,m}(x, y, z) = |A_{l,m}|^2 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 G_l^2 \left[ \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right] G_m^2 \left[ \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right] \quad (2.47)$$

## 2.4 Laguerreovské – Gaussové svazky

Pokud zavedeme u Hermiteovského-gaussovského svazku místo kartézských souřadnic  $(x, y, z)$ , válcové souřadnice  $(\rho, \Phi, z)$  a přepíšeme-li do nich paraxiální rovnici, získáme jejím řešením systém označený jako laguerreovské-gaussové svazky. Laguerreovský-gaussovský svazek nejnižšího řádu (0. řádu) je opět gaussovským svazkem [2].

### Laguerreovy polynomy

Tyto polynomy jsou definovány rekurentním vztahem [1]:

$$L_1^m(s) = \sum_{j=0}^l (-1)^j \binom{1+m}{1-j} \frac{s^j}{j!} \quad (2.48)$$

$$L_0^m(s) = 1$$

$$L_1^m(s) = -s + m + 1$$

$$L_2^m(s) = \frac{s^2}{2} - (m+2)s + \frac{(m+2)(m+1)}{2} \quad (2.49)$$

$$L_3^m(s) = -\frac{s^3}{6} + \frac{(m+3)s^2}{2} - \frac{(m+3)(m+2)s}{2} + \frac{(m+1)(m+2)(m+3)}{6}$$

### Komplexní amplituda

Komplexní amplitudu Laguerreovského – Gaussovského svazku opět vytvoříme modifikací gaussovského svazku.

$$U_{LG}(r, \varphi, z) = R(r) \cdot \phi(\varphi) \cdot Z(z) \cdot U_G(r, \varphi, z), \quad (2.50)$$

kde  $U_G(r, \varphi, z)$  je komplexní amplituda gaussovského svazku a  $R(r) \cdot \phi(\varphi) \cdot Z(z)$  je modifikace zapsaná ve válcových souřadnicích. Z Helmholtzovy rovnice dostaneme [1]:

$$U_{l,m}(r, \varphi, z) = A_{l,m} \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right] \left( \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right)^m L_1^m \left[ \frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \times \quad (2.51)$$

$$\times \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - ikz + i(2l + m + 1)\zeta(z) + im\varphi \right]$$

### Intenzita rozdělení

Intenzita záření svazku řádu  $(l, m)$  je [1]:

$$I_{l,m}(r, \varphi, z) = |A_{l,m}|^2 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \left( \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right)^{2m} (L_1^m)^2 \left[ \frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[ -\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2(z)} \right] \quad (2.52)$$

## 3. Polarizace světla

### 3.1 Polarizace

Uvažujeme monochromatickou rovinnou vlnu frekvence  $\nu$ , která se šíří ve směru osy  $z$  rychlostí  $c$ . Vektor elektrického pole leží v rovině kolmé na směr šíření  $x - y$  a je obecně popsán tímto vztahem [9]:

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re} \left\{ \hat{A} \cdot \exp \left[ j 2 \pi \nu \left( t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}, \quad (3.1)$$

kde komplexní obálku rozložíme na složky ve směru  $x$  a  $y$ :

$$\hat{A} = \hat{A}_x x + \hat{A}_y y, \quad (3.2)$$

kde  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $\nu$  je frekvence rovinné vlny.

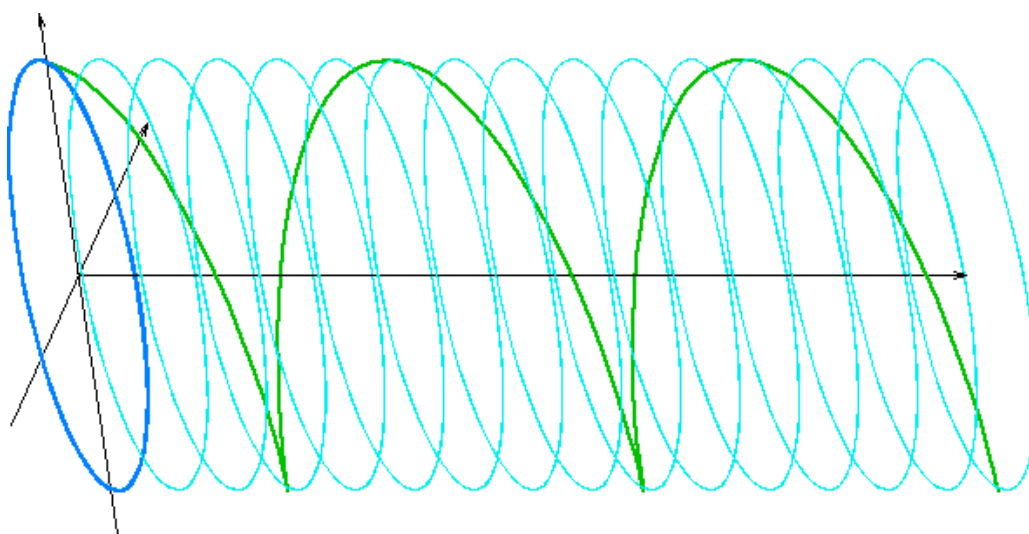
#### 3.1.1 Polarizační elipsa

Když vyjádříme  $\hat{A}_x$  a  $\hat{A}_y$  pomocí jejich velikostí a fází  $\hat{A}_x = a_x \cdot \exp(j\varphi_x)$ ,  $\hat{A}_y = a_y \cdot \exp(j\varphi_y)$  a dosadíme do (3.1) a (3.2), tak potom dostaneme [9]:

$$\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{E}_x x + \mathcal{E}_y y, \quad (3.3)$$

$$\text{kde} \quad \mathcal{E}_x = a_x \cos \left[ 2 \pi \nu \left( t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_x \right], \quad (3.4)$$

$$\mathcal{E}_y = a_y \cos \left[ 2 \pi \nu \left( t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_y \right]. \quad (3.5)$$

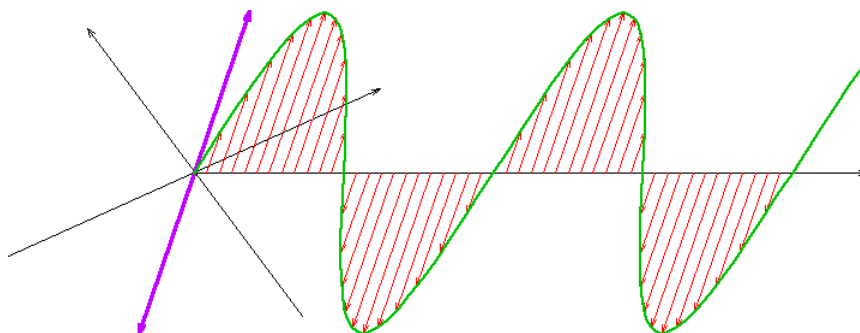


Obrázek 16: Eliptická polarizace [7]



### 3.1.2 Lineárně polarizované světlo

Pokud je jedna ze složek rovna nule (např.  $a_x = 0$ ), je potom světlo polarizované ve směru druhé složky (pro náš příklad tedy ve směru osy  $a_y$ ). Vlnu můžeme považovat za lineárně polarizovanou, je-li rozdíl  $\varphi = 0$  nebo  $\pi$ , neboť z rovnic (3.4) a (3.5) vyplývá  $\varepsilon_y = \pm(a_y/a_x)\varepsilon_x$  což odpovídá rovnici přímky. V těchto případech válcovou plochu eliptického průřezu degeneruje na rovinu. Říkáme, že vlna je lineárně polarizována [9].



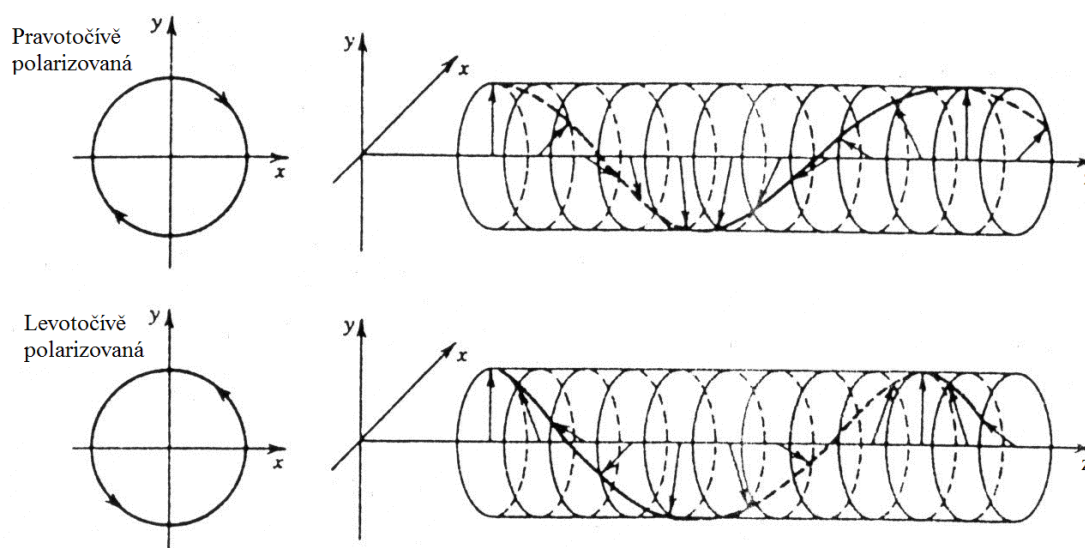
Obrázek 17: Lineární polarizace [7]

### 3.1.3 Kruhově polarizované světlo

Pokud se  $\varphi = \pm\pi/2$  a  $a_x = a_y = a_0$ , tak z rovnic (3.4) a (3.5) vyplývá:

$$\varepsilon_x = a_0 \cos\left[2\pi\left(t - \frac{z}{c}\right) + \varphi_x\right] \text{ a } \varepsilon_y = \pm a_0 \sin\left[2\pi\left(t - \frac{z}{c}\right) + \varphi_x\right]$$

z čehož plyne  $\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 = a_0^2$ , což je rovnice kružnice. Říkáme, že vlna je kruhově polarizovaná. V případě, že je  $\varphi = +\pi/2$  rotuje elektrické pole ve směru hodinových ručiček, označujeme světlo za pravotočivě kruhově polarizované. Je-li  $\varphi = -\pi/2$  odpovídá levotočivě kruhově polarizovanému světlu [9].



Obrázek 18: Kruhová polarizace - a) pravotočivě b) levotočivě [9]

### 3.1.4 Jonesův vektor

Monochromatická rovinná vlna o frekvenci  $\nu$  postupující ve směru osy  $z$  je zcela popsána komplexními obálkami  $\hat{A}_x = a_x \exp(j\varphi_x)$  a  $\hat{A}_y = a_y \exp(j\varphi_y)$ . Tuto komplexní veličinu je vhodné popsat ve tvaru sloupcové matice známé jako *Jonesův vektor* [9].

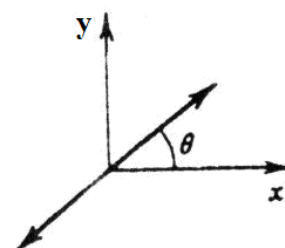
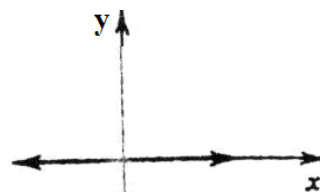
$$\vec{J} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

Udáním Jonesova vektoru můžeme stanovit celkovou intenzitu vlny  $I = (|A_x|^2 + |A_y|^2) / 2\eta$ . Pomocí poměrů  $a_y / a_x = |\hat{A}_y| / |\hat{A}_x|$  a fázového posuvu  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \arg\{\hat{A}_y\} - \arg\{\hat{A}_x\}$  lze stanovit orientaci a tvar elipsy, popisující stav polarizace [9].

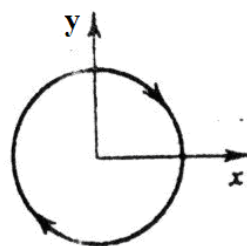
Vlna lineárně polarizovaná ve směru  $x$ :  $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$

Lineárně polarizovaná vlna, polarizační vlna

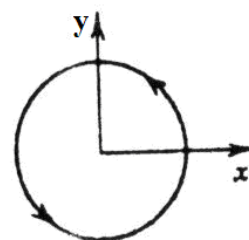
svírá s osou  $x$  úhel  $\theta$ :  $\begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$



Pravotočivě kruhově polarizovaná vlna:  $\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$



Levotočivě kruhově polarizovaná vlna:  $\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$



Obrázek 19: Jonesovy vektory [9]

### 3.1.5 Ortogonální polarizace

Dva stavy vyjádřené Jonesovými vektory  $\vec{J}_1$  a  $\vec{J}_2$  jsou ortogonální, jestliže je jejich skalární součin roven nule [9].

$$(\vec{J}_1, \vec{J}_2) = A_{1x}A_{2x}^* + A_{1y}A_{2y}^* \quad (3.7)$$

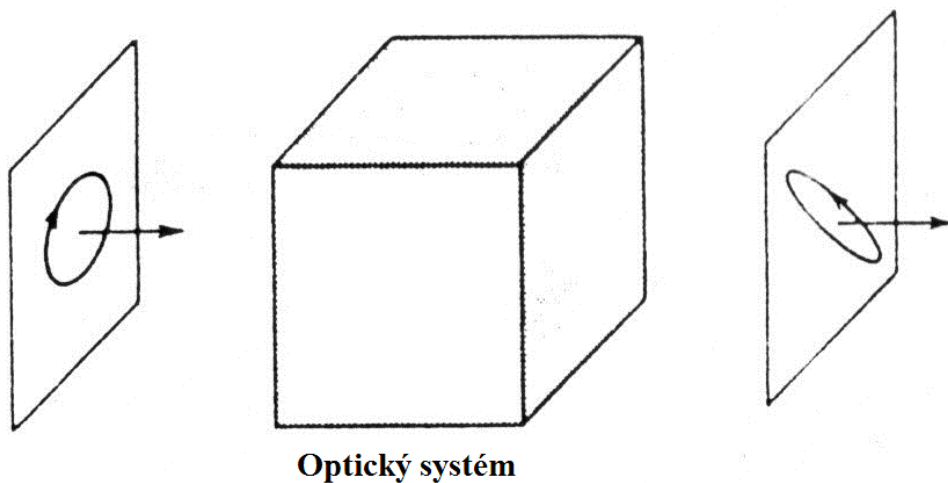
kde  $\hat{A}_{1x}$  a  $\hat{A}_{1y}$  jsou prvky vektoru  $\vec{J}_1$  a  $\hat{A}_{2x}$  a  $\hat{A}_{2y}$  jsou prvky vektoru  $\vec{J}_2$ . Příkladem ortogonálních Jonesových vektorů jsou vlny lineárně polarizované ve směru osy  $x$  a ve směru osy  $y$ . Jiným příkladem jsou pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované vlny [9].

#### Superpozice dvou ortogonálních polarizací

Libovolný vektor  $\vec{J}$  můžeme chápat jako superpozici dvou ortogonálních Jonesových vektorů (např.  $\vec{J}_1$  a  $\vec{J}_2$ ) s příslušnými váhami  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$ . Vektory  $\vec{J}_1$  a  $\vec{J}_2$  nazýváme báze rozvoje,  $\vec{J} = \alpha_1 \vec{J}_1 + \alpha_2 \vec{J}_2$  [9].

#### Maticová reprezentace polarizačních záření

Budeme-li uvažovat průchod rovinné vlny libovolnou optickou soustavou, soustava zachová vlnu jako vlnu rovinnou, ale mění její polarizaci. Systém je považován za lineární, jestliže platí princip superpozice optických polí. Dva příklady takových systémů jsou odraz světla od rovinného rozhraní mezi dvěma prostředími a průchod světla destičkou s anizotropními optickými vlastnostmi [9].



Obrázek 20: Optická soustava, která mění polarizaci rovinné vlny [9]

Komplexní obálky dvou složek elektrického pole vstupní vlny (dopadající)  $\hat{A}_{1x}$  a  $\hat{A}_{1y}$  a výstupní vlny (prošlé nebo odražené)  $\hat{A}_{2x}$  a  $\hat{A}_{2y}$  jsou vyjádřeny superpozicemi s váhami jednotlivých členů [9].

$$\begin{aligned}\hat{A}_{2x} &= T_{11}\hat{A}_{1x} + T_{12}\hat{A}_{1y} \\ \hat{A}_{2y} &= T_{21}\hat{A}_{1x} + T_{22}\hat{A}_{1y}\end{aligned}\quad (3.8)$$

kde  $T_{11}, T_{12}, T_{21}, T_{22}$  jsou konstanty popisující příslušné zařízení. Lineární vztahy mohou být popsány také pomocí matic, jestliže definujeme matice  $2 \times 2$ , kterou označíme  $\mathbf{T}$  a její prvky jsou  $T_{11}, T_{12}, T_{21}, T_{22}$  [9].

$$\begin{bmatrix} A_{2x} \\ A_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_{1x} \\ A_{1y} \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

Pokud je vstupní a výstupní vlna popsána Jonesovými vektory  $\vec{J}_1$  a  $\vec{J}_2$ , může být vztah (3.9) zapsán v maticovém tvaru [9]:

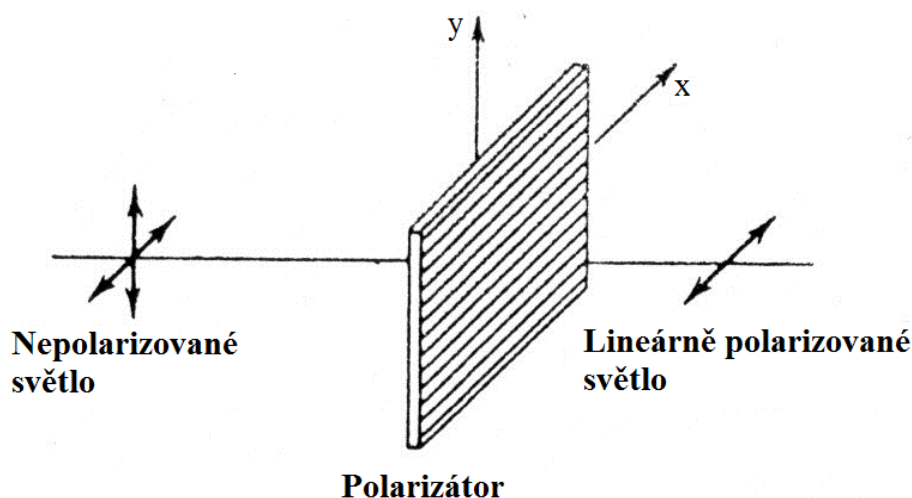
$$\vec{J}_2 = \mathbf{T} \vec{J}_1 \quad (3.10)$$

Matice  $T$ , kterou nazýváme Jonesova matice, popisuje optickou soustavu, zatímco vektory  $\vec{J}_1$  a  $\vec{J}_2$  popisují polarizaci vstupní a výstupní vlny [9].

### 3.1.6 Lineární polarizátory ve směru $x$

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

vlnu o složkách  $(\hat{A}_{1x}, \hat{A}_{1y})$  transformuje na vlnu o složkách  $(\hat{A}_{1x}, 0)$ , tedy polarizuje vlnu podél směru  $x$ . Soustava je *lineární polarizátor* s osou propustnosti ve směru osy  $x$ .

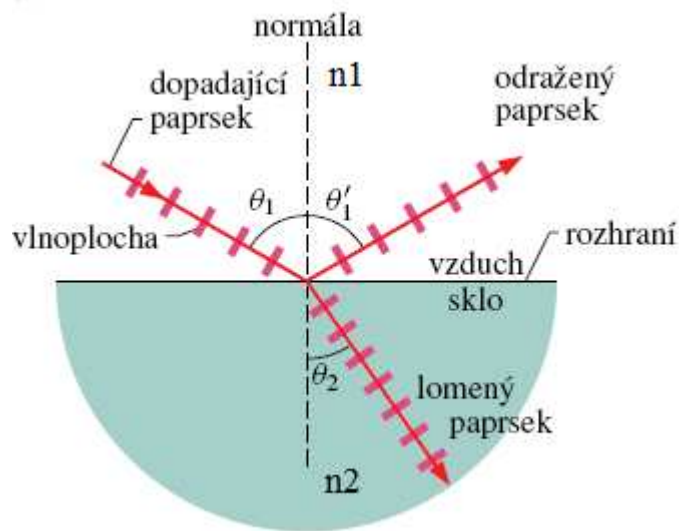


Obrázek 21: Lineární polarizátor [9]

## 3.2 Odraz a lom

Předpokládejme, že prostředí jsou lineární, homogenní, izotropní a magnetická, indexy lomu jsou  $n_1$  a  $n_2$ , jak označuje obr. 8. Vlnoplochy těchto vln dopadají na rozhraní tak, že úhly odrazu  $\theta_1'$  a dopadu  $\theta_1$  jsou stejné, úhly dopadu  $\theta_1$  a lomu  $\theta_2$  splňují Snellův zákon [9].

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.12)$$



Obrázek 22: Odraz a lom [4]

Index lomu prostředí je definován:

$$n = \frac{c_0}{c}, \quad (3.13)$$

kde  $c_0$  je rychlost světla ve vakuu,  $c$  je rychlost v daném prostředí a vždy platí  $n \geq 1$  [11].

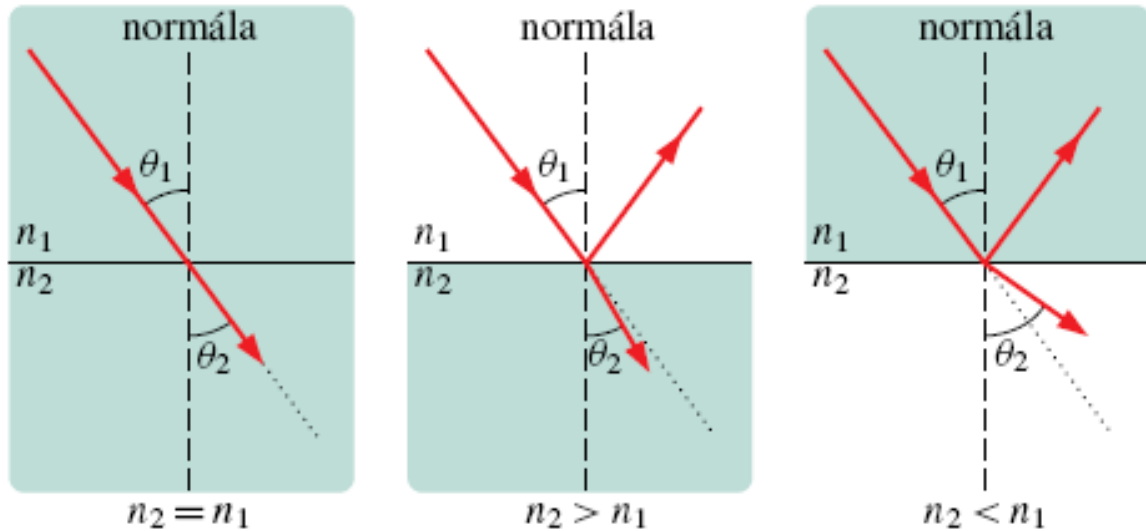
Úpravou vztahu (3.12) získáme:

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1, \quad (3.14)$$

který nám poslouží k porovnání úhlu lomu a úhlu odrazu. Vidíme, že  $\theta_2$  závisí na podílu hodnot  $n_1$  a  $n_2$ . Mohou nastat tři základní situace [4]:

- 1)  $n_1 = n_2$ , pak je  $\theta_2$  rovno  $\theta_1$ . V tomto případě k lomu ani odrazu nedochází, světlo pokračuje v původním směru.

- 2)  $n_2$  je větší než  $n_1$ , potom  $\theta_2$  je menší než  $\theta_1$ . V tomto případě se paprsek odchyluje směrem k normále.
- 3)  $n_2$  je menší než  $n_1$ , potom  $\theta_2$  je větší než  $\theta_1$ . V tomto případě se paprsek odchyluje směrem od normály



Obrázek 23: Odraz a lom v závislostech na indexu lomu [4]

Pro nalezení vzájemného vztahu amplitud a polarizací přiřadíme každé vlně v rovině kolmé ke směru jejího šíření soustavu souřadnic  $x-y$  [9]. Obálky těchto vln jsou popsány Jonesovými vektory.

<u>dopad</u>	<u>lom</u>	<u>odraz</u>
$\vec{J}_1 = \begin{bmatrix} A_{1x} \\ A_{1y} \end{bmatrix}$	$\vec{J}_2 = \begin{bmatrix} A_{2x} \\ A_{2y} \end{bmatrix}$	$\vec{J}_3 = \begin{bmatrix} A_{3x} \\ A_{3y} \end{bmatrix}$

Potom postupujeme tak, že určíme vztahy mezi  $\vec{J}_2$  a  $\vec{J}_1$  a mezi  $\vec{J}_3$  a  $\vec{J}_1$ . Tyto vztahy jsou zapsány v maticovém tvaru  $\vec{J}_2 = \mathbf{t} \vec{J}_1$  a  $\vec{J}_3 = \mathbf{r} \vec{J}_1$ , kde  $\mathbf{t}$  a  $\mathbf{r}$  jsou Jonesovy matice typu  $2 \times 2$  popisující průchod a odraz vlny [9].

### 3.3 Polarizace TE a TM

Mód polarizovaný ve směru  $x$  je nazýván transversálně elektrická (TE) polarizace nebo ortogonální polarizace [9].

Mód polarizovaný ve směru  $y$  je nazýván transversálně magnetická (TM) polarizace, protože magnetické pole je ortogonální k rovině dopadu, nebo paralelní polarizace [9].

Ze vzájemné polarizace ve směru osy  $x$  a  $y$  vyplývá, že Jonesovy matice  $\mathbf{t}$  a  $\mathbf{r}$  jsou diagonální.

$$\mathbf{t} = \begin{bmatrix} t_x & 0 \\ 0 & t_y \end{bmatrix} \quad \mathbf{r} = \begin{bmatrix} r_x & 0 \\ 0 & r_y \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Pokud použijeme hraničních podmínek odděleně pro polarizace TE a TM, získáme výrazy pro amplitudové odrazivosti a propustnosti známé jako Fresnelovy rovnice [9].

$$\begin{aligned} \text{Fresnelovy rovnice (TE):} \quad r_x &= \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \\ t_x &= 1 + r_x \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} \text{Fresnelovy rovnice (TM):} \quad r_y &= \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \\ t_y &= \frac{n_1}{n_2} (1 + r_y) \end{aligned} \quad (3.17)$$

#### *TE polarizace*

1. Vnější odraz ( $n_1 < n_2$ ). Amplitudová odrazivost  $r_x$  je vždy reálná a záporná, což odpovídá fázovému posuvu  $\varphi_x = \pi$ . Velikost  $|r_x| = (n_2 - n_1)/(n_1 + n_2)$  pro  $\theta_1 = 0^\circ$  (kolmý dopad) a narůstá k jedné pro  $\theta_1 = 90^\circ$  (klouzavý dopad) [9].
2. Vnitřní odraz ( $n_1 > n_2$ ). Pro malé hodnoty úhlu  $\theta_1$  je odrazivost reálná a kladná. Její velikost je rovna  $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ , když  $\theta_1 = 0^\circ$  a roste k jedné, a úhel  $\theta_1$  se rovná kritickému úhlu  $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$  (toho se využívá u optických vláken -  $\theta_c \approx NA$ , kde  $NA$  je numerická apertúra vlákna). Pro  $\theta_1 > \theta_c$  zůstává velikost  $r_x$  rovna jedné, což odpovídá úplnému odrazu. Úplný vnitřní odraz je doprovázen fázovým posunutím  $\varphi_x$  [9].

Fázové posunutí při odrazu TE vlny:

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_x}{2} = \frac{(\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_c)^{1/2}}{\cos \theta_1} \quad (3.18)$$

*TM polarizace*

1. Vnější odraz ( $n_1 < n_2$ ). Amplitudová odrazivost je reálná. Klesá z kladné hodnoty  $(n_2 - n_1)/(n_2 + n_1)$  při kolmém dopadu až pro úhel  $\theta_1 = \theta_B$  vymizí. Tento úhel se nazývá Brewsterův úhel:

$$\theta_B = \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1} \quad (3.19)$$

Toho, že TM vlna se při Brewsterově úhlu neodráží, se využívá při konstrukci polarizátoru – odraz od hladiny => použití polarizačních brýlí a filtrů [9].

2. Vnitřní odraz ( $n_1 > n_2$ ). Pro úhel  $\theta_1 = 0^\circ$  je odrazivost  $r_y$  záporná a má velikost  $(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ . S rostoucím úhlem  $\theta_1$  klesá velikost  $r_y$ , až při Brewsterově úhlu  $\theta_B = \operatorname{arctg}(n_2/n_1)$  vymizí. Při kritickém úhlu  $\theta_c$  je  $r_y$  rovno jedné. Při úplném vnitřním odrazu vlny dochází k fázovému posunutí  $\varphi_y$  [9].

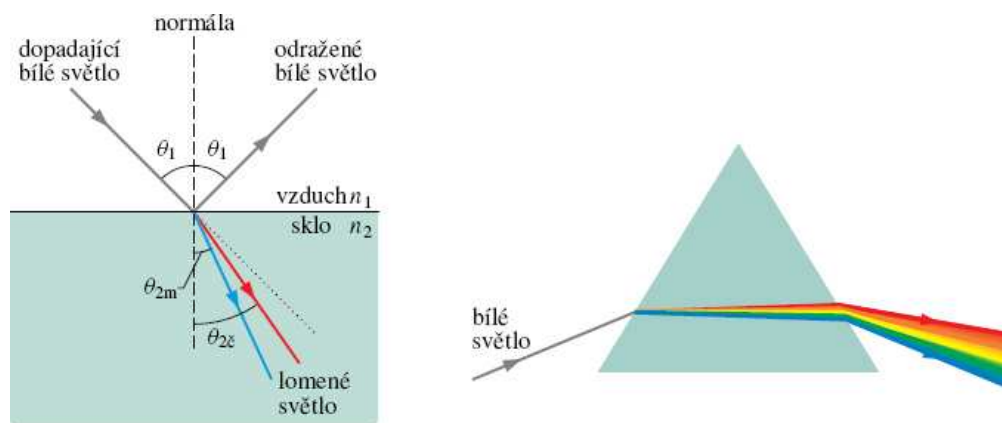
Fázové posunutí při odrazu TM vlny:

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_y}{2} = \frac{(\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_c)^{1/2}}{\cos \theta_1 \sin^2 \theta_c} \quad (3.20)$$

## 3.4 Chromatická disperze

Index lomu libovolného hmotného prostředí (tedy nikoli vakua) závisí na vlnové délce světla. Z toho vyplývá, že když se svazek skládá z vln různých vlnových délek, lomí se na rozhraní pod různými úhly. Světlo se tedy lomem rozloží. Tento jev se nazývá *chromatická disperze*, přičemž výraz „chromatická“ zdůrazňuje rozklad světla podle jeho vlnové délky, tedy barvy (řec. chróma = barva) [4].





Obrázek 24: Obrázky vlevo je Chromatická disperze na rozhraní vzduchu a skla, obrázek vpravo je chromatická disperze při průchodu hranolem [4]

## 3.5 Polarizační zařízení

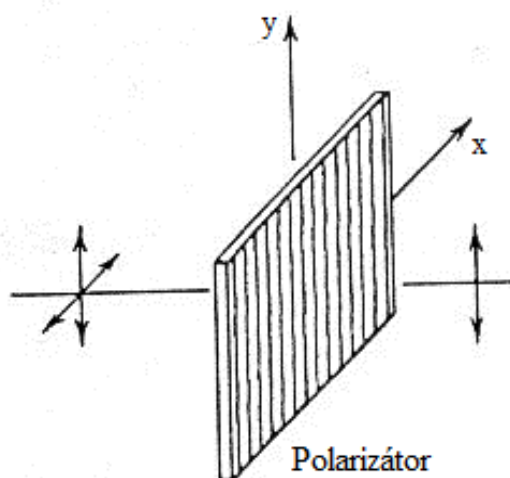
Jsou to zařízení, která se používají k úpravě polarizačního stavu světla. Základní principy většiny těchto zařízení byly diskutovány v předchozích kapitolách [9].

### 3.5.1 Polarizátory

Polarizátor je zařízení, které propouští složku elektrického pole ve směru osy propustnosti polarizátoru a blokuje složku kolmou k této ose [9].

#### 1) Polarizace selektivní absorpcí (*dichroismus*)

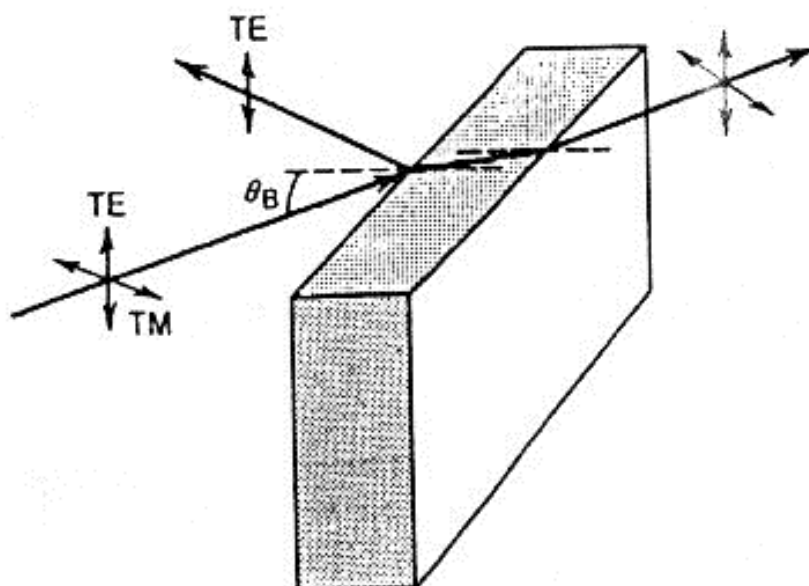
Absorpce světla jistými anizotropními látkami tzv. dichroickými látkami, závisí na směru elektrického pole. Tyto látky mají anizotropní molekulární strukturu, jejíž odezva je celistvá na směr pole procházející vlny. Nejběžnější dichroickou látkou je fólie [9].



Obrázek 25: Polarizace selektivní absorpcí [9]

## 2) Polarizace selektivním odrazem

Budeme-li uvažovat odraz světla na rozhraní dvou izotropních dielektrických látek, je odraz závislý na jeho polarizaci. Při Brewsterově úhlu dopadu se neodráží světlo polarizací TM, odráží se pouze složka TE [9].

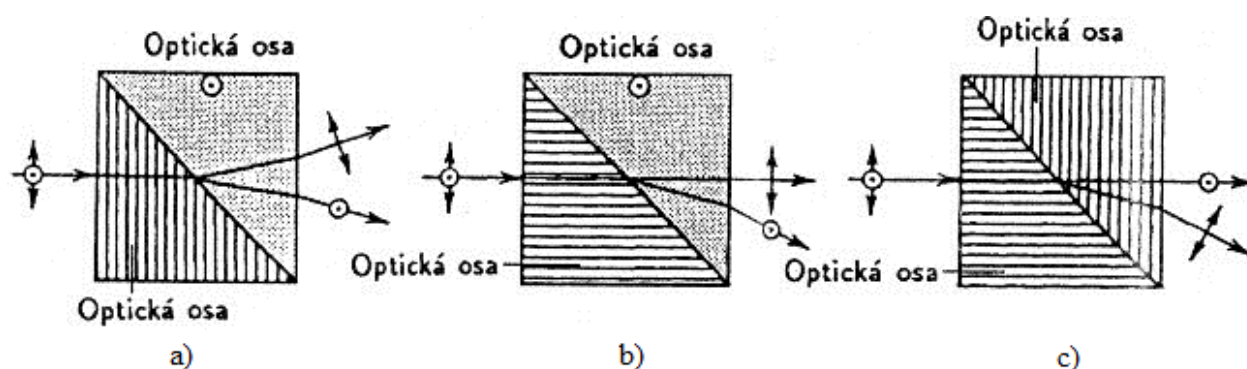


Obrázek 26: Polarizátor založený na Brewsterově úhlu [9]

Brewsterův úhel se vypočítá:  $\theta_B = \arctan \frac{n_2}{n_1}$

## 3) Polarizace selektivním lomem v anizotropním prostředí

Láme-li se světlo na povrchu anizotropního krystalu, lámou se dvě polarizace s různými úhly lomu a jsou prostorově oddělené. Je to vynikající způsob získání polarizace světla ze světla nepolarizovaného.



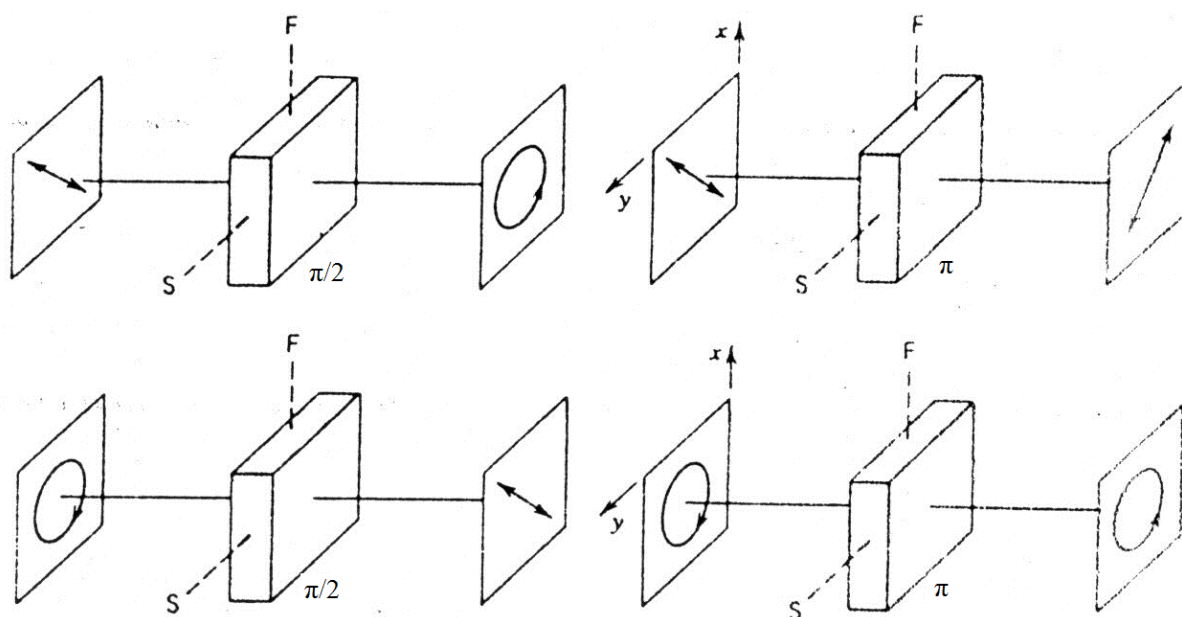
Obrázek 27: Polarizační hranoly: a) Wollastonův hranol; b) Rochonův hranol; c) Sénarmontův hranol [9]

### 3.5.2 Fázové destičky

Fázové destičky jsou popsány maticí:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-j\Gamma) \end{bmatrix}, \quad (3.21)$$

které vlnu o složkách  $(\hat{A}_{1x}, \hat{A}_{1y})$  transformuje na vlnu o složkách  $(\hat{A}_{1x}, \hat{A}_{1y}e^{-j\Gamma})$ . Zpožďuje tedy složku y tak, že se její fáze mění o  $\Gamma$  [9].



**Obrázek 28: Působení čtvrtvlnové fázové destičky ( $\pi/2$ ) a půlvlnové fázové destičky ( $\pi$ ), F a S představují rychlé a pomalé osy fázové destičky [9]**

Fázová destička je charakterizována svým fázovým zpožděním  $\Gamma$  a svou rychlou a pomalou osou. Po průchodu fázovou destičkou dochází k relativnímu fázovému posuvu módů vůči sobě o velikosti  $\Gamma$ . Dvěma módům totiž přísluší hlavní indexy lomu  $n_1$  a  $n_2$ . Je-li  $n_1 < n_2$ , je osa  $x$  rychlou osou. Má-li destička tloušťku  $d$ , je fázové zpoždění  $\Gamma = (n_2 - n_1)k_0 d = 2\pi(n_2 - n_1)d / \lambda_0$ . Fázové zpoždění je přímo úměrné tloušťce destičky  $d$  a nepřímo úměrné vlnové délce  $\lambda_0$  [9].

Nejvíce se používají dva typy fázových destiček:

- Jestliže  $\Gamma = \pi/2$  (čtvrtvlnová fázová destička), mění lineárně polarizované světlo  $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$  na světlo levotočivě kruhově polarizované  $\begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$  a pravotočivě kruhově polarizované  $\begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$  mění na světlo polarizované lineárně  $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$  [9].

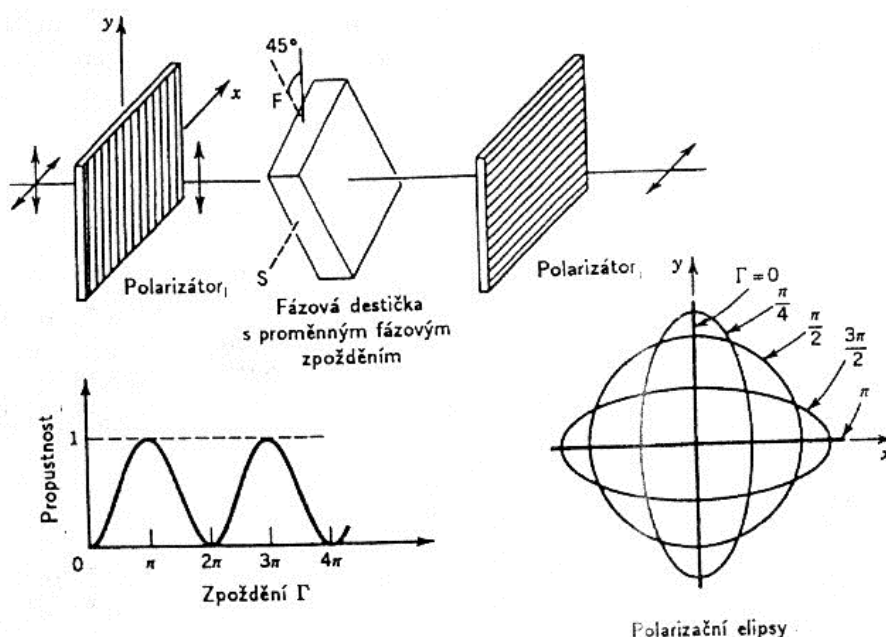
- Jestliže  $\Gamma = \pi$  (půlvlnová fázová destička), mění lineárně polarizované světlo  $\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$  na lineárně polarizované světlo  $\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$ , tedy stáčí rovinu polarizace o  $45^\circ$ . Půlvlnová fázová destička mění pravotočivě kruhově polarizované světlo  $\begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$  na levotočivě kruhově polarizované světlo  $\begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$  [9].

### 3.5.3 Řízení intenzity světla

Výkonová propustnost soustavy složené z fázové destičky s fázovým zpožděním  $\Gamma$  umístěné mezi dva zkřížené polarizátory orientované pod úhlem  $45^\circ$  vzhledem k osám fázové destičky. Výkonová propustnost je dána vztahem:

$$\mathcal{T} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (3.22)$$

Tento výsledek můžeme získat pomocí Jonesových matic nebo zkoumáním polarizační elipsy světla. Je-li  $\Gamma = 0$ , neprochází soustavou žádné světlo (polarizátory jsou navzájem kolmé). Když je  $\Gamma = \pi$ , propouští soustava veškeré světlo. Intenzita prošlého světla může být řízena změnou fázového zpoždění  $\Gamma$  (např. změnou indexů lomu  $n_1$  a  $n_2$ ) [9].



Obrázek 29: Řízení intenzity světla použitím fázové destičky [9]

### 3.5.4 Polarizační rotátory

Polarizační rotátor stáčí rovinu polarizace lineárně polarizovaného světla o daný úhel, přičemž zachová jeho stav lineární polarizace. Jestliže je polarizační rotátor umístěn mezi dvěma polarizátory, je množství procházejícího světla závislé na úhlu otočení [9].

Polarizační rotátory jsou popsány :

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

je to zařízení, které mění lineárně polarizovanou vlnu  $\begin{bmatrix} \cos \theta_1 \\ \sin \theta_1 \end{bmatrix}$  na lineárně polarizovanou vlnu  $\begin{bmatrix} \cos \theta_2 \\ \sin \theta_2 \end{bmatrix}$ , kde  $\theta_2 = \theta_1 + \theta$ . Stáčí tedy rovinu polarizace o úhel  $\theta$  [9].

### Transformace souřadnice

Je-li  $\vec{J}$  Jonesův vektor v soustavě souřadnic  $x-y$ , pak v nové soustavě souřadnic  $x'-y'$ , kde směr  $x'$  svírá se směrem  $x$  úhel  $\theta$ , je Jonesův vektor  $\vec{J}'$  dán vztahem:

$$\vec{J}' = \mathbf{R}(\theta) \vec{J}, \quad (3.24)$$

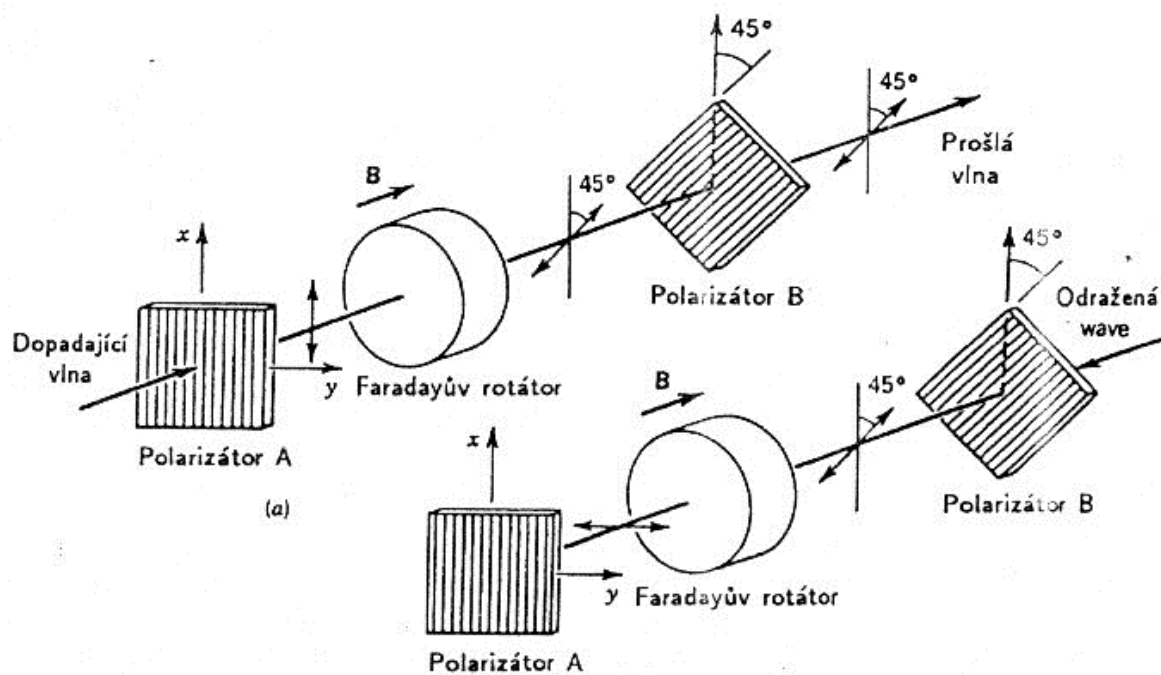
kde  $\mathbf{R}(\theta)$  je matice:

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3.25)$$

### 3.5.5 Optické izolátory

Optický izolátor je zařízení propouštějící světlo pouze jedním směrem, takže působí jako „jednosměrný ventil“. Optické izolátory jsou užitečné k tomu, aby zabránily zpětnému dopadu odraženého světla od zdroje.

Jako optický izolátor funguje rovněž polarizační rotátor využívající Faradayova jevu umístěný mezi dva polarizátory pootočené vůči sobě o  $45^\circ$  [9].



Obrázek 30: Optický izolátor používající polarizační rotátor založený na Faradayově jevu a) vlna prochází v přímém směru b) vlna je pohlcena ve zpětném směru (neprochází) [9]

## 4. Experimentální pracoviště pro měření a změnu polarizace laserového záření

### 4.1 Stokesovy parametry

S využitím Stokesových parametrů a Poincarého sféry lze snadno stanovit charakter polarizace a stupeň polarizace. Rovinnou úplně polarizovanou vlnu lze popsat pomocí tří parametrů

( amplitudami elektrické intenzity  $a_x$  a  $a_y$ , a dále jejich fázovým rozdílem  $\delta = a_y - a_x$  ).

Amplitudy elektrické intenzity lze nahradit Stokesovými parametry  $s_0$  až  $s_3$ , které jsou definovány [10]:

$$S_0 = (a_x^2 + a_y^2), \quad (4.1)$$

$$S_1 = (a_x^2 - a_y^2), \quad (4.2)$$

$$S_2 = (2a_x a_y \cos(\delta)), \quad (4.3)$$

$$S_3 = (2 \cdot a_x \cdot a_y \cdot \sin(\delta)). \quad (4.4)$$

Mezi těmito parametry platí vztah:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (4.5)$$

Rozdíl mezi Jonesovým a Stokesovým popisem polarizace je, že Stokesovy parametry jsou pouze reálná čísla, kdežto koeficienty Jonesova vektoru jsou obecně komplexní čísla [10].

Nyní můžeme definovat pomocí Stokesových parametrů stupeň polarizace vlny.

$$DOP = \frac{P_{POLARIZOVANÉ}}{P_{POLARIZOVANÉ} + P_{NEPOLARIZOVANÉ}}, \quad (4.6)$$

tento vztah lze přepsat na:

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (4.8)$$

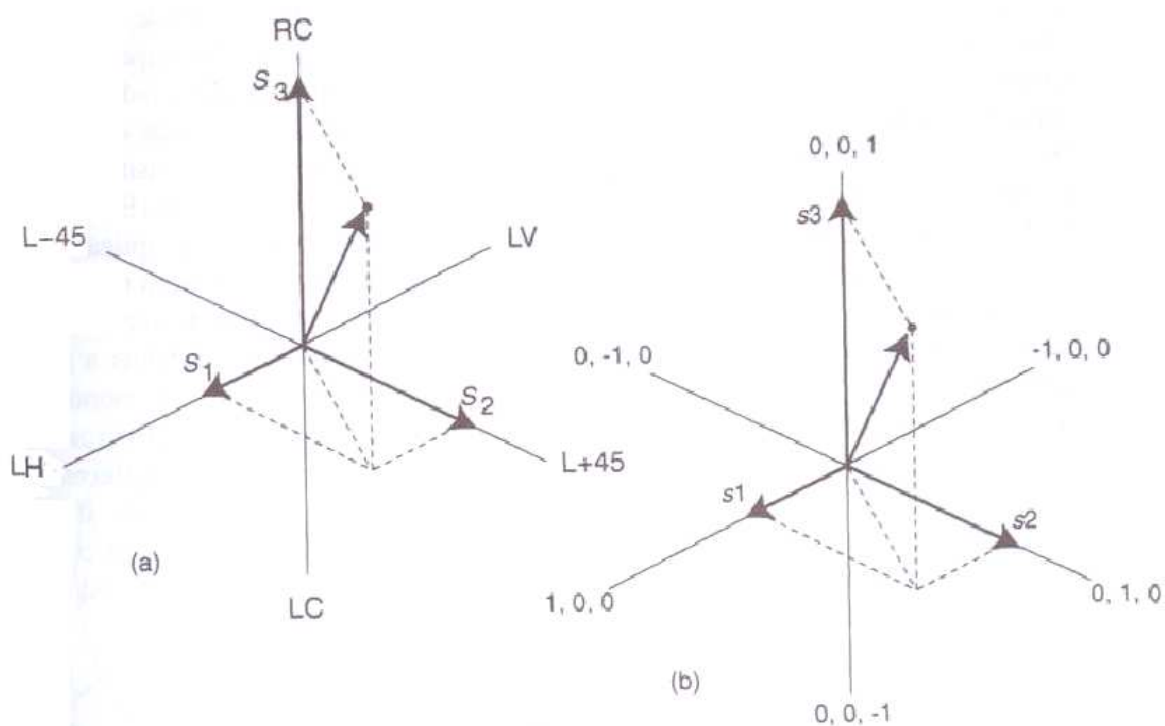
Stupeň polarizace DOP může nabývat hodnot od jedné do nuly, pokud  $DOP = 0$ , jedná se o zcela nepolarizované záření. Když je  $DOP = 1$ , potom se jedná o záření zcela polarizované. Protože nás většinou nezajímá celková intenzita, jsou častěji používány normované Stokesovy parametry, kde parametry  $s_0$  je jednotkový [11].

$$s_0 = 1, \quad (4.9)$$

$$s_1 = \frac{S_1}{S_0} = \frac{(a_x^2 - a_y^2)}{(a_x^2 + a_y^2)}, \quad (4.10)$$

$$s_2 = \frac{S_2}{S_0} = \frac{2a_x a_y \cos(\delta)}{(a_x^2 + a_y^2)}, \quad (4.11)$$

$$s_3 = \frac{S_3}{S_0} = \frac{2a_x a_y \sin(\delta)}{(a_x^2 + a_y^2)}, \quad (4.12)$$



Obrázek 31: Ortogonální reprezentace a) Stokesových parametrů, b) normovaných Stokesových parametrů [11].



## 4.2 Poincarého sféra

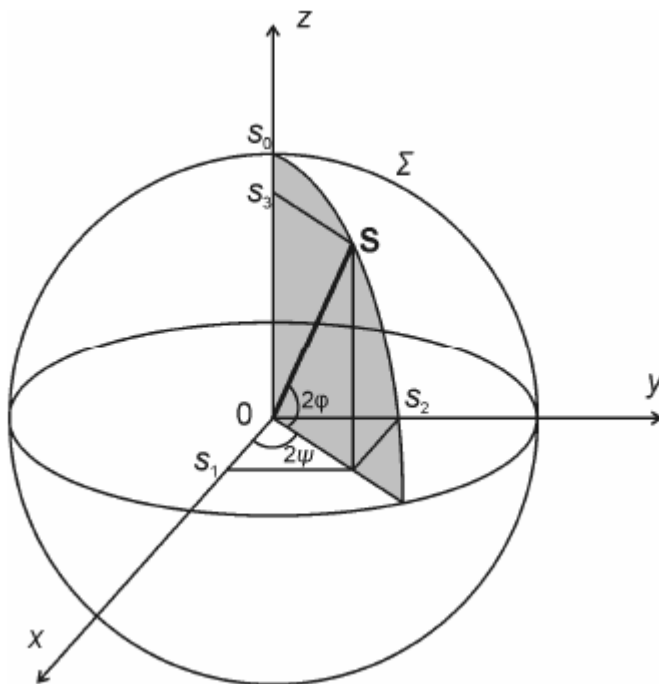
Jednotlivé Stokesovy parametry lze vyjádřit pomocí parametru  $s_0$ , úhlů  $\chi$  a  $\psi$ . Tento způsob výpočtů je složitý, protože je nutné počítat v limitách, principiálně je ale správný. Parametry lze vyjádřit [10]:

$$s_1 = s_0 \cos 2\chi \cos 2\psi, \quad (4.13)$$

$$s_2 = s_0 \cos 2\chi \sin 2\psi, \quad (4.14)$$

$$s_3 = s_0 \sin 2\chi. \quad (4.15)$$

Tyto rovnice představují parametrické vyjádření kulové plochy  $\Sigma$  v kartézské soustavě souřadnic. Kulová plocha  $\Sigma$  se nazývá Poincarého koule.



Obrázek 32: Poincarého sféra [10]

Z tohoto vyjádření lze snadno určit charakter i směr polarizace. Leží-li bod  $S = [s_1, s_2, s_3]$  na plášti Poincarého koule, pak se jedná o úplně polarizovanou vlnu. Pokud bod  $S$  leží uvnitř koule nejedná se o úplně polarizovanou vlnu. Je-li bod  $S$  na ose  $z$ , a parametr  $s_3$  bodu  $S$  je větší jak nula, potom se jedná o pravotočivě kruhovou polarizaci. Pokud je parametr  $s_3$  bodu  $S$  menší jak nula, potom se jedná o levotočivě kruhovou polarizaci. V případě, že bod  $S$  je v rovině  $xy$ , tj.  $s_3 = 0$ , jedná se o lineárně polarizovanou vlnu [10].

Pro popis polarizačních vlastností prostředí slouží Muellerova matice  $\mathbf{M}$  [10]:

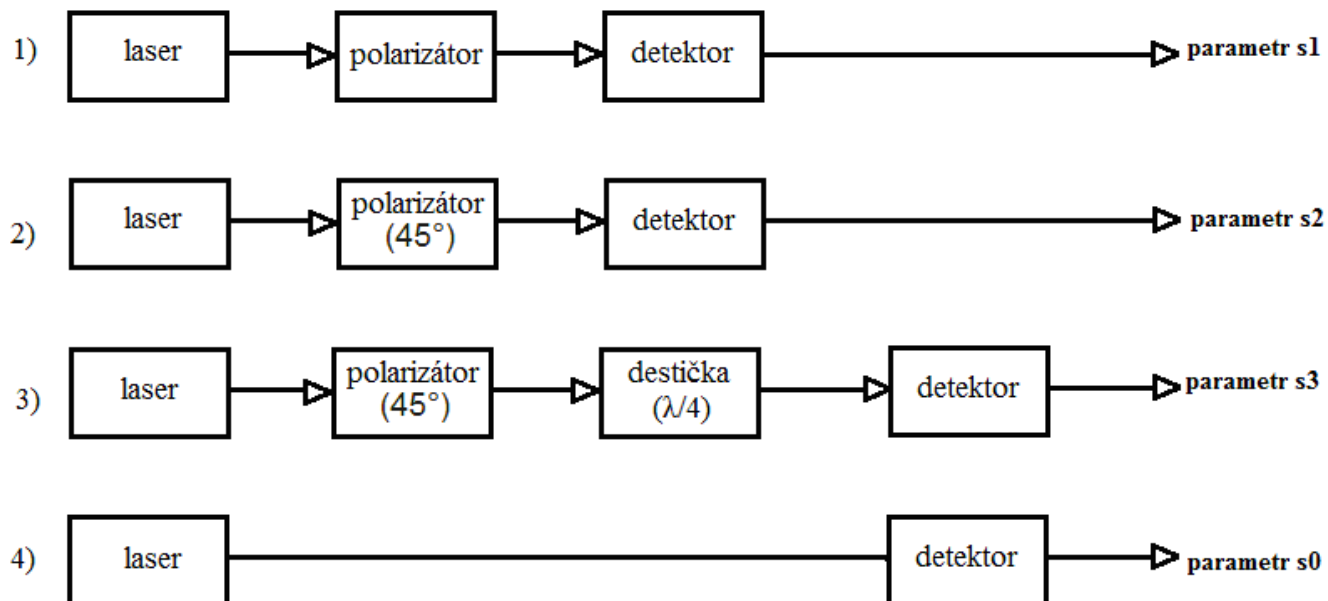
$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \quad (4.16)$$

Mezi výstupním vektorem polarizace a vstupním vektorem polarizace platí vztah:  $\vec{S}' = \mathbf{M} \vec{S}$

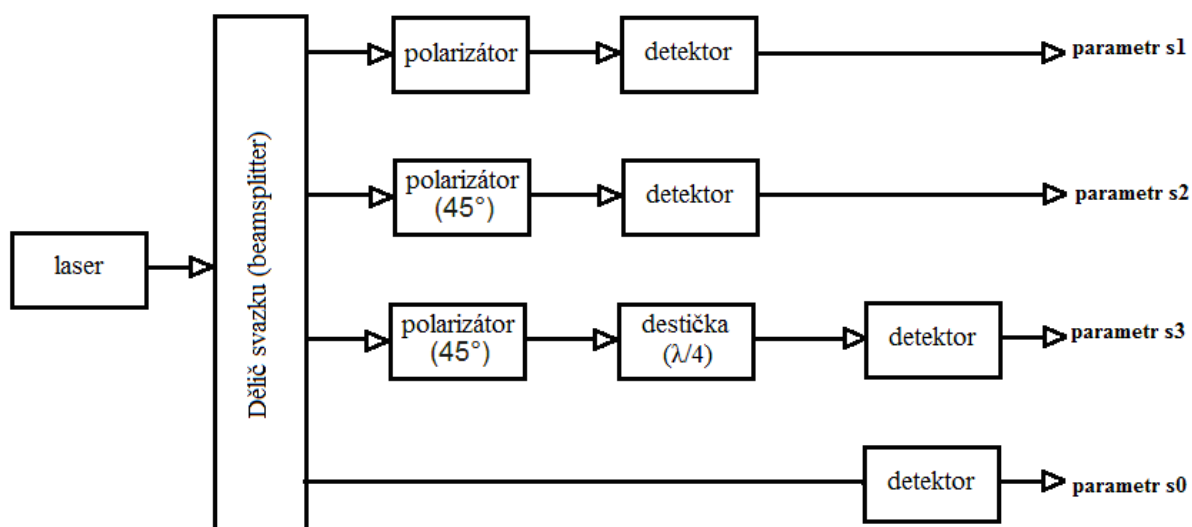
$$\begin{bmatrix} s_0' \\ s_1' \\ s_2' \\ s_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

## 4.3 Měření Stokesových parametrů

Ke zjištění Stokesových parametrů můžeme použít čtyři postupná měření, nebo jedno paralelní (všechny parametry změřeny během jednoho měření).



Obrázek 33: Blokové schéma postupného měření Stokesových parametrů.



**Obrázek 34: Paralelní měření Stokesových parametrů.**

Změnu polarizace laserového záření pro zjištění Stokesových parametrů lze docílit postupným vkládáním komponentů pro změnu polarizace svazku (např. čtvrtvlnné destičky, polarizátoru atd.) mezi laser a detektor záření, anebo použitím rotačního polarizátoru a čtvrtvlnné destičky.

Výhodou postupného měření je cena a velikost pracoviště, nevýhodou je doba měření.

Výhodou paralelního měření Stokesových parametrů je rychlé měření - “v reálném čase“, ale nevýhodou je velikost a vysoká cena.

## 5. Experimentální část

Experimentální část navazuje na předchozí kapitoly, ve kterých byly vysvětleny základní myšlenky, zákony a komponenty. Hlavním cílem experimentální části je ověřit metody měření, vyhodnocení jejich přesnosti, stanovení vhodného postupu měření a vyhodnocení naměřených dat. Experimentální část se skládá:

1. Měření výstupního optického výkonu při průchodu laserového záření přes lineární polarizátor
2. Měření Stokesových parametrů polarizované vlny
3. Měření Muellerovy matice pomocí 16 optických intenzit
4. Ověření funkce beam splitteru
5. Pomocné programy v MATLABU

Budeme předpokládat, že optická intenzita  $I$ , která je používána v textu, je přímo úměrná optickému výkonu  $P$ , který měří použité přístroje. Výpočty a generování obrázků zajišťují funkce v programu Matlab.

### 5.1 Měření výstupního optického výkonu při průchodu laserového záření přes lineární polarizátor

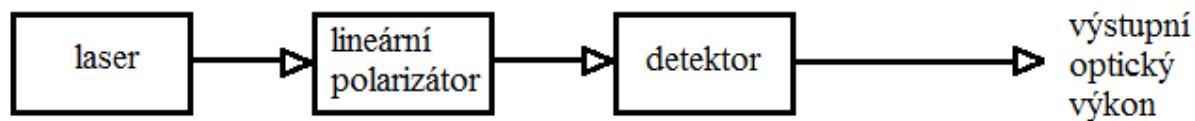
#### Úvod:

Pod pojmem lineární polarizátor se většinou rozumí zařízení, které z dopadajícího světla vytváří světlo lineárně polarizované (alespoň do jisté míry). Nezáleží zda světlo dopadající na lineární polarizátor, již bylo lineárně polarizováno, nebo zda polarizace dopadajícího svazku byla například eliptická [13].

V knižních textech je zaváděn pojem orientace polarizátoru  $p$  (nebo také směr propustnosti polarizátoru), čímž se označuje rovina, ve které elektrická složka světelné vlny bude po průchodu polarizátorem kmitat (kolmo na směr šíření vlny). Reálný polarizátor vždy kromě zvoleného směru polarizace do jisté míry propustí část světla také ve směrech ostatních [13].

V praxi lze dosáhnout polarizaci světla buďto odrazem (pod Brewsterovým úhlem), nebo dvojlomem, případně kombinací obou technik. Běžný polarizátor (tzv. polariod) spadá do skupiny využívající dvojlom [13].

### Schéma:



Obrázek 35: Schéma zapojení pro měření výstupního optického výkonu při průchodu laserového záření přes lineární polarizátor

### Postup měření:

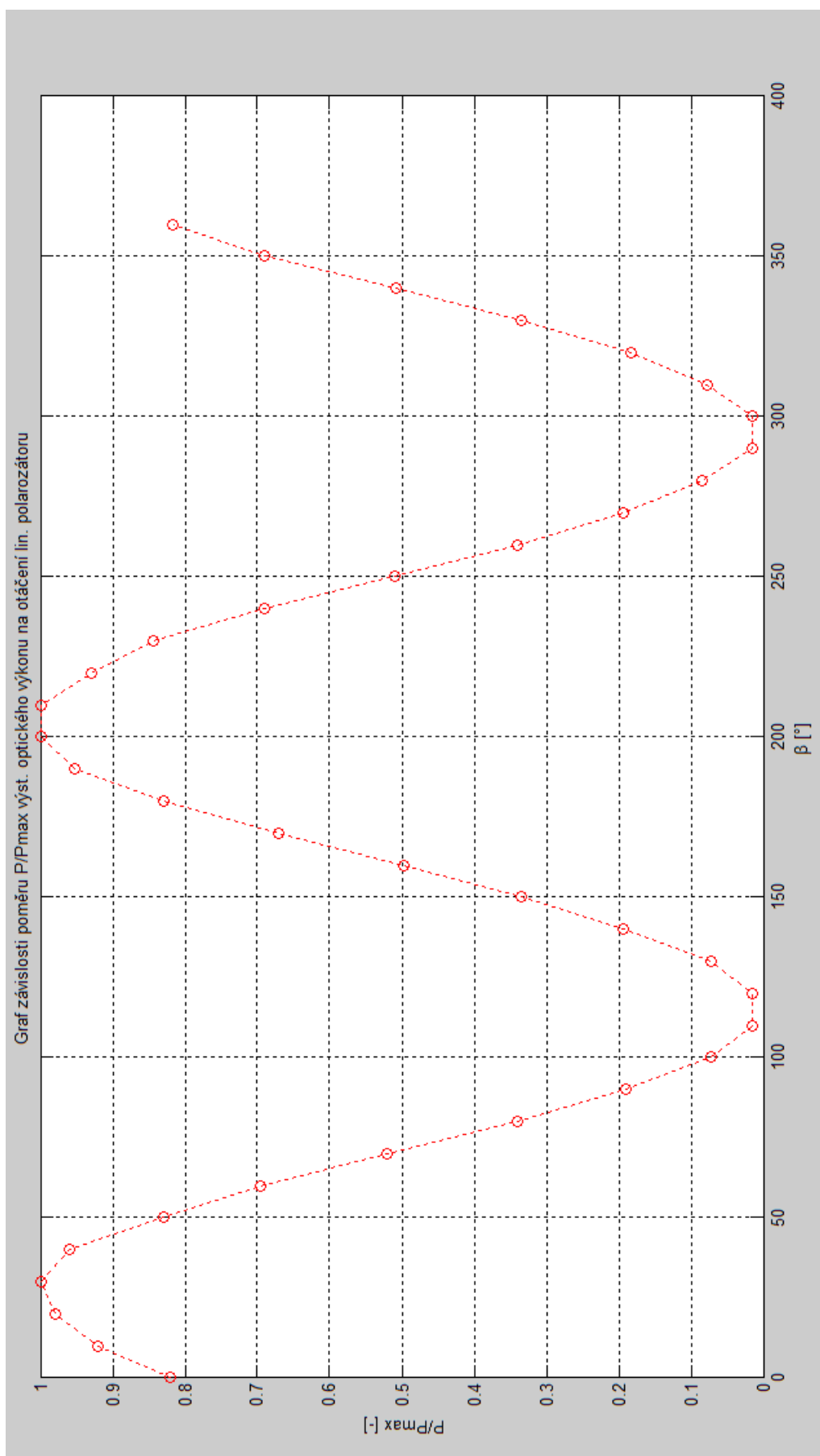
Pomocí laseru je generováno vysoce monochromatické a směrové laserové záření, které prochází přes lineární polarizátor. Lineární polarizátor necháme rotovat od  $0^\circ$  do  $350^\circ$  (laserové záření se skládá z jednotlivých paprsků o intenzitách  $\vec{E}_i$ , z nich projde jen ta část  $\vec{E}_{pi}$ , která je orientovaná ve směru  $\vec{p}$ ) a na detektoru měříme dopadající optickou intenzitu  $I$  respektive výstupní optický výkon  $P$ .

### Zpracování měření:

Viditelná oblast

Tabulka 1: Naměřené hodnoty výstupního výkonu při průchodu laserového záření přes lineární polarizátor.

$\beta [^\circ]$	0	10	20	30	40	50
$P[\text{mW}]$	1,56	1,76	1,88	1,92	1,83	1,59
$\beta [^\circ]$	60	70	80	90	100	110
$P[\text{mW}]$	1,33	0,99	0,65	0,36	0,14	0,03
$\beta [^\circ]$	120	130	140	150	160	170
$P[\text{mW}]$	0,03	0,14	0,37	0,64	0,95	1,28
$\beta [^\circ]$	180	190	200	210	220	230
$P[\text{mW}]$	1,58	1,82	1,91	1,91	1,78	1,61
$\beta [^\circ]$	240	250	260	270	280	290
$P[\text{mW}]$	1,32	0,97	0,65	0,37	0,16	0,03
$\beta [^\circ]$	300	310	320	330	340	350
$P[\text{mW}]$	0,03	0,15	0,35	0,64	0,97	1,32



Obrázek 36: Graf závislosti  $P/P_{\max}$  v závislosti na otáčení lineárního polarizátoru

### Zhodnocení měření:

Lineární polarizátor vlivem svého natáčení propouští pouze určité složky záření, optický výkon nabývá hodnot od minima do maxima podobně jako trigonometrická funkce  $\sin^2$ . Tímto jednoduchým měřením jsme ověřili funkčnost lineárního polarizátoru, který budeme využívat i v dalších měřeních.

Výsledky tohoto měření lze zpřesnit využitím speciálního stolu pro optická měření, do kterého lze pevně umístit různé optické komponenty.

### Použité přístroje:

číslo	název, parametr	označení
1	laser - HeNe Laser LHP991	laser
2	polarizátor - kat. číslo:LPIR050	polarizátor
3	detektor - ANRITSU ML9002A, zvolená vlnová délka 630nm	detektor

## 5.2 Měření Stokesových parametrů polarizované vlny a převod na Jonesův vektor

### Úvod:

Při měření Stokesova vektoru bylo využito rotační fázové destičky. Tato měřicí metoda je založena na mechanickém otáčení fázové destičky. S využitím Stokesových parametrů lze snadno stanovit charakter polarizace a stupeň polarizace (lze určit pomocí vztahů *DOP*, *DOLP* a *DOCP*) [10].

$$\begin{aligned} DOP &= \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}, \\ DOLP &= \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}, \\ DOCP &= \left| \frac{S_3}{S_0} \right|. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Častěji jsou používány normované Stokesovy vektory, kde parametr  $s_0$  je jednotkový [11].

$$\begin{aligned} s_0 &= 1, \\ s_1 &= \frac{S_1}{S_0}, \\ s_2 &= \frac{S_2}{S_0}, \\ s_3 &= \frac{S_3}{S_0}. \end{aligned} \tag{5.2}$$

Charakter a stupeň polarizace lze také snadno určit z Poincarého sféry viz. kapitola 4.2 , což je vyjádření Stokesových parametrů pomocí parametr  $s_0$ , úhlů  $\chi$  a  $\psi$  [11].

$$\begin{aligned} s_1 &= s_0 \cos 2\chi \cos 2\psi, \\ s_2 &= s_0 \cos 2\chi \sin 2\psi, \\ s_3 &= s_0 \sin 2\chi. \end{aligned} \tag{5.3}$$

Pokud potřebujeme převést Jonesův vektor na Stokesův vektor, můžeme hodnoty přepočítat pomocí vzorců, které lze odvodit z definic Stokesových parametrů [11].

$$\begin{aligned} S_0 &= |A_x|^2 + |A_y|^2, \\ S_1 &= |A_x|^2 - |A_y|^2, \\ S_2 &= 2|A_x| \cdot |A_y| \cdot \cos \delta, \\ S_3 &= 2|A_x| \cdot |A_y| \cdot \sin \delta. \end{aligned} \tag{5.4}$$

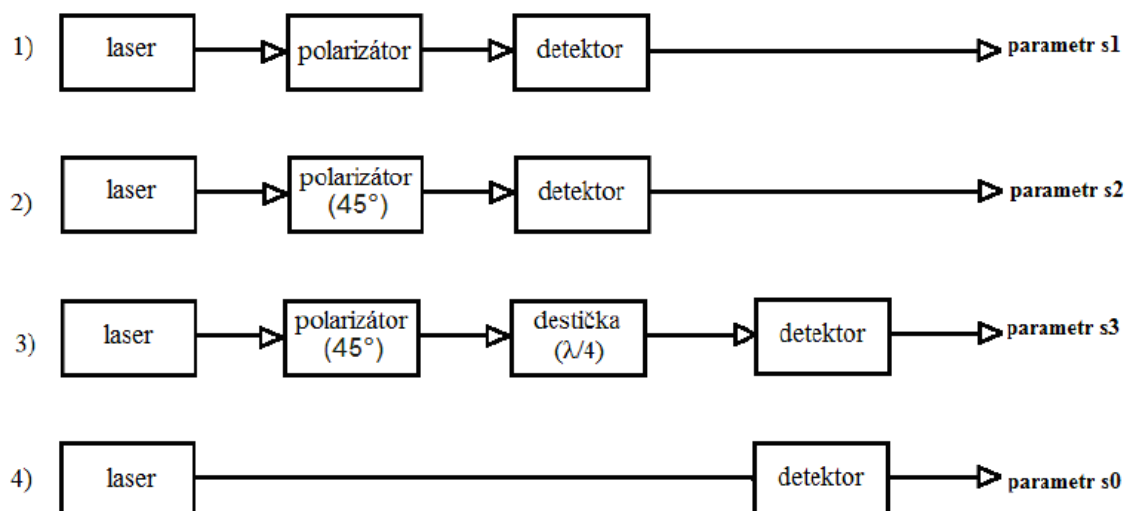
Při převodu Stokesova vektoru na Jonesův vektor může nastat problém, pokud vlna není zcela polarizovaná ( $|DOP| < 1$ ), musíme uvést kromě Jonesova vektoru i stupeň polarizace  $DOP$  [11].

$$\begin{aligned} A_x &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} + S_1 \right)}, \\ A_y &= \sqrt{\frac{1}{2} \left( \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} - S_1 \right)}, \\ \delta &= \delta_y - \delta_x = \pm \arctg \left( \frac{S_3}{S_2} \right), \end{aligned} \tag{5.5}$$

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} A_x \exp(j0) \\ A_y \exp(j\delta) \end{bmatrix} \tag{5.6}$$



### Schéma:



Obrázek 37: Schéma zapojení sloužící k určení Stokesových parametrů

### Postup měření:

Při měření budeme vycházet z blokového schématu, kde postupně budeme do zapojení vkládat jednotlivé komponenty. Nejdříve si změříme parametr  $S_0$ , potom  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$ . Měřící aparatura musí být sestavena tak, aby paprsek procházel osou otáčení fázové destičky. Dále musíme udržovat povrch komponentů v naprosté čistotě. Pomocí změřených Stokesových vektorů můžeme pomocí vzorců (5.1) určit stupeň polarizace, (5.2) normované Stokesovy vektory, z rovnic (5.3) úhly  $\chi$  a  $\psi$ , a z (5.4) převedeme Stokesův vektor na Jonesův.

### Zpracování:

Naměřený Stokesův vektor při průchodu laserového záření (laser – polovodičový laser) přes fázovou destičku  $\lambda/4$  (830nm):

$$S = \begin{bmatrix} 7,31 \\ 2,14 \\ 1,49 \\ 1,40 \end{bmatrix} \quad [\text{mW}]$$

Stupeň polarizace:

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} = \frac{\sqrt{2,14^2 + 1,49^2 + 1,40^2}}{7,31} = 0,405$$

$$DOLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} = \frac{\sqrt{2,14^2 + 1,49^2}}{7,31} = 0,357$$

$$DOCP = \frac{|S_3|}{|S_0|} = \frac{1,40}{7,31} = 0,192$$

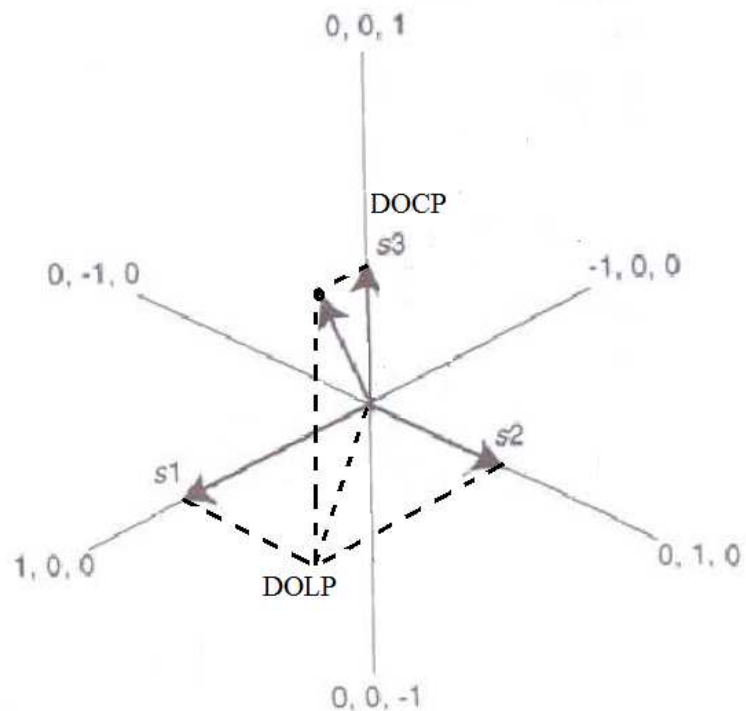
Normované Stokesovy parametry:

$$s_0 = 1$$

$$s_1 = \frac{S_1}{S_0} = \frac{2,14}{7,31} = 0,293$$

$$s_2 = \frac{S_2}{S_0} = \frac{1,49}{7,31} = 0,204$$

$$s_3 = \frac{S_3}{S_0} = \frac{1,40}{7,31} = 0,192$$



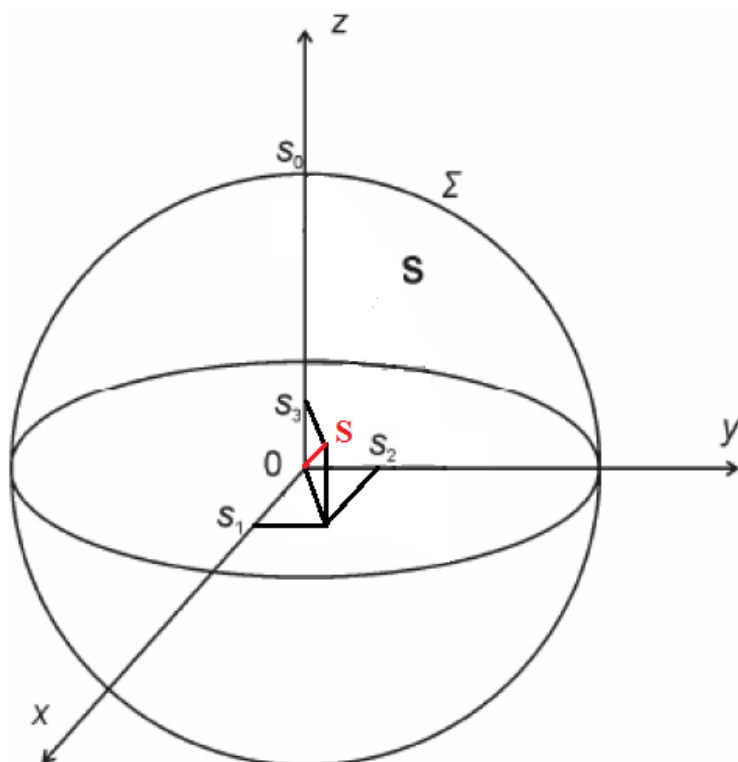
Obrázek 38: Ortogonální reprezentace vypočítaných normovaných Stokesových parametrů

Určení parametrů Poincarého sféry:

$$s_0 = 1$$

$$\chi = \frac{1}{2} \arcsin \frac{s_3}{s_0} = \frac{1}{2} \arcsin \frac{0,192}{1} = 5^\circ 32'$$

$$\psi = \frac{1}{2} \cos 2\chi \cdot \arcsin \frac{s_2}{s_0} = \frac{1}{2} \cos(11,0694) \cdot \arcsin \frac{0,204}{1} = 5^\circ 46'$$



Obrázek 39: Zobrazení změřených Stokesových parametrů v Poincarého sféře

Převod Stokesova vektoru na Jonesův:

$$A_x = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} + S_0)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{2,14^2 + 1,49^2 + 1,40^2} + 2,14)} = 1,59682$$

$$A_y = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} - S_0)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{2,14^2 + 1,49^2 + 1,40^2} - 2,14)} = 0,64019$$

$$\delta = \delta_y - \delta_x = \pm \arctg\left(\frac{S_3}{S_2}\right) = \pm \arctg\left(\frac{1,40}{1,49}\right) = \pm 43^\circ 12'$$

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} A_x \exp(j0) \\ A_y \exp(j\delta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1,59682 \cdot 1 \\ 0,64019 \exp(j0,755) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1,59682 \\ 0,4662 + j0,4384 \end{bmatrix}$$

Důkaz platnosti předložených vzorců: zpětný převod

$$S_0 = |A_x|^2 + |A_y|^2 = |1,59682|^2 + |0,64019|^2 = 2,95967$$

$$S_1 = |A_x|^2 - |A_y|^2 = |1,59682|^2 - |0,64019|^2 = 2,1389$$

$$S_2 = 2|A_x| \cdot |A_y| \cdot \cos \delta = 2|1,59682| \cdot |0,64019| \cdot \cos 43^\circ 13' = 1,4899$$

$$S_3 = 2|A_x| \cdot |A_y| \cdot \sin \delta = 2|1,59682| \cdot |0,64019| \sin 43^\circ 13' = 1,4000$$

Tabulka některých Stokesových a Jonesových vektorů:

<u>Polarizace</u>	<u>Stokesův vektor</u>	<u>Jonesův vektor</u>
Lineárně polarizovaná vlna v ose $x$	$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Lineárně polarizovaná vlna v ose $y$	$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Nepolarizovaná vlna	$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	neexistuje
Lineárně polarizovaná vlna pod úhlem $\alpha$	$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \\ 0 \end{bmatrix}$	$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos 2\alpha \\ \sin 2\alpha \end{bmatrix}$
Kruhově polarizovaná vlna – levotočivě	$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$
Kruhově polarizovaná vlna – pravotočivě	$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$

Důkaz platnosti jednoho z převodů viz. předchozí tabulka (Kruhově polarizovaná vlna – pravotočivě)

$$A_x = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} + S_1)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{0^2 + 0^2 + 1^2} + 0)} = 0,707106781 = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$A_y = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} - S_1)} = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{0^2 + 0^2 + 1^2} - 0)} = 0,707106781 = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\delta = \delta_y - \delta_x = \pm \arctg\left(\frac{S_3}{S_2}\right) = \pm \arctg(\infty) = \pm 1,57$$

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} A_x \exp(j0) \\ A_y \exp(j\delta) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \exp(j0) \\ \exp(j1,57) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$$

Tabulka zpracovaných výsledků:

Stokesův vektor [mW]	Stupeň polarizace [-]	Normované Stokesovy vektory	Vypočítané úhly
$S = \begin{bmatrix} 7,31 \\ 2,14 \\ 1,49 \\ 1,40 \end{bmatrix}$	DOP=0,405	$s_1 = \frac{S_1}{S_0} = \frac{2,14}{7,31} = 0,293$	$\chi = 5^\circ 32'$
	DOLP=0,357	$s_2 = \frac{S_2}{S_0} = \frac{1,49}{7,31} = 0,204$	$\psi = 5^\circ 46'$
	DOCP=0,192	$s_3 = \frac{S_3}{S_0} = \frac{1,40}{7,31} = 0,192$	

Jonesův vektor :

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} 1,59682 \\ 0,4662 + j0,4387 \end{bmatrix}$$

### Zhodnocení měření:

Tímto měřením byla ověřena metoda měření Stokesova vektoru pomocí otočné fázové destičky a převedení tohoto vektoru na jiné parametry. Dále jsme ověřili platnost převodu Stokesova vektoru kruhově polarizované vlny (pravotočivě) na Jonesův vektor. Při ověření platnosti vzorce 5.4 jsou parametry  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$  shodné s naměřenými.

Měření by bylo možné zpřesnit použitím fázové destičky s příslušnou vlnovou délkou, nebo měřením většího počtu optických intenzit a následnou spektrální analýzou (čím více vzorků optického výkonu, tím přesnější hodnoty => vyšší přesnost než při měření pouze 4 intenzit).

### Použité přístroje:

číslo	název, parametr	označení
1	laser - polovodičový laser, $\lambda=830\text{nm}$	laser
2	polarizátor - kat. číslo:LPIR050	polarizátor
3	detektor - ANRITSU ML9002A, zvolená vlnová délka 830nm	detektor
4	Fázová destička $\lambda/4$ , $\lambda=830\text{nm}$ , katalogové číslo WPMQ05M-830	destička

## 5.3 Měření Muellerovy matice pomocí 16 optických intenzit

### Úvod:

Muellerova matice  $\mathbf{M}$  slouží k popisu polarizačních vlastností lineárního prostředí. Typicky může definovat průchod volným prostředím, odraz od zrcadla, odraz od rozhraní, průchod přes šedý filtr atd..

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Mezi výstupním  $\mathbf{S}'$  a vstupním  $\mathbf{S}$  Stokesovým vektorem platí vztah:

$$\mathbf{S}' = \mathbf{M} \mathbf{S} \quad (5.8)$$

$$\begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (5.9)$$

Tabulka Muellerových matic pro některá polarizační zařízení.

Lineární polarizátor (svírá s osou  $x$  úhel  $\alpha$ ):

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & 0 \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Optický atenuátor  $p_1$  pro  $x$ -ovou složku,  $p_2$  pro  $y$ -ovou složku:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} p_1 + p_2 & p_1 - p_2 & 0 & 0 \\ p_1 - p_2 & p_1 + p_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{p_1 p_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{p_1 p_2} \end{bmatrix}$$

Fázová destička (fázové zpoždění  $\delta$ , svírá s rychlou osou úhel  $\beta$ ):

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\beta \sin^2 \delta / 2 + \cos^2 \delta / 2 & \sin 4\beta \sin^2 \delta / 2 & -\sin 2\beta \sin \delta \\ 0 & \sin 4\beta \sin^2 \delta / 2 & -\cos 4\beta \sin^2 \delta / 2 + \cos^2 \delta / 2 & \cos 2\beta \sin \delta \\ 0 & \sin 2\beta \sin \delta & -\cos 2\beta \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}$$

Čtvrtvlánná fázová destička ( $\delta=\pi/2$ ,  $\beta=0$ ):

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$$

Půlvlnná fázová destička ( $\delta=\pi$ ,  $\beta=0$ ):

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}$$

Polarizační rotátor (pootočení o úhel  $\theta$ ):

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

### Výpočet Muellerovy matice:

Měřením zjistíme 16 optických intenzit  $I_{m,n}$ , pro které platí že  $I_{m,n} \equiv S_{m,n,0}^D$ . Potom postupujeme výpočtem níže uvedených vzorců jejímž výsledkem bude Muellerova matice  $\mathbf{M}$  [11]. Nejdříve sestavíme pomocnou matici  $\mathbf{M}^P$ .

$$\mathbf{S}_{m,n}^D = \mathbf{M}_5 \mathbf{M}_4(\beta_n) = \begin{bmatrix} m_{n,11}^P & m_{n,12}^P & m_{n,13}^P & m_{n,14}^P \\ m_{n,21}^P & m_{n,22}^P & m_{n,23}^P & m_{n,24}^P \\ m_{n,31}^P & m_{n,32}^P & m_{n,33}^P & m_{n,34}^P \\ m_{n,41}^P & m_{n,42}^P & m_{n,43}^P & m_{n,44}^P \end{bmatrix}, \quad (5.10)$$

kde  $\mathbf{M}_5$  je Muellerova matice lineárního polarizátoru 2,  $\mathbf{M}_4$  je Muellerova matice fázové destičky 2 a ( $\beta_n$ ) je úhel, který svírá s rychlou osou  $x$  (viz. obrázek 40).

Pro Stokesův vektor  $\mathbf{S}_m^B$  platí:

$$\begin{bmatrix} I_{m,1} \\ I_{m,2} \\ I_{m,3} \\ I_{m,4} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{1,11}^P & m_{1,12}^P & m_{1,13}^P & m_{1,14}^P \\ m_{2,21}^P & m_{2,22}^P & m_{2,23}^P & m_{2,24}^P \\ m_{3,31}^P & m_{3,32}^P & m_{3,33}^P & m_{3,34}^P \\ m_{4,41}^P & m_{4,42}^P & m_{4,43}^P & m_{4,44}^P \end{bmatrix} \cdot \mathbf{S}_m^B \quad (5.11)$$

Pro jednotlivé Stokesovy parametry  $s_{m,i}^B$  lze psát:

$$\begin{bmatrix} s_{1,0}^B & s_{2,0}^B & s_{3,0}^B & s_{4,0}^B \\ s_{1,1}^B & s_{2,1}^B & s_{3,1}^B & s_{4,1}^B \\ s_{1,2}^B & s_{2,2}^B & s_{3,2}^B & s_{4,2}^B \\ s_{1,3}^B & s_{2,3}^B & s_{3,3}^B & s_{4,3}^B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{1,11}^P & m_{1,12}^P & m_{1,13}^P & m_{1,14}^P \\ m_{2,21}^P & m_{2,22}^P & m_{2,23}^P & m_{2,24}^P \\ m_{3,31}^P & m_{3,32}^P & m_{3,33}^P & m_{3,34}^P \\ m_{4,41}^P & m_{4,42}^P & m_{4,43}^P & m_{4,44}^P \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} I_{1,1} & I_{2,1} & I_{3,1} & I_{4,1} \\ I_{1,2} & I_{2,2} & I_{3,2} & I_{4,2} \\ I_{1,3} & I_{2,3} & I_{3,3} & I_{4,3} \\ I_{1,4} & I_{2,4} & I_{3,4} & I_{4,4} \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

Podobným způsobem lze odvodit matici pro Stokesovy parametry  $s_{m,i}^A$ :

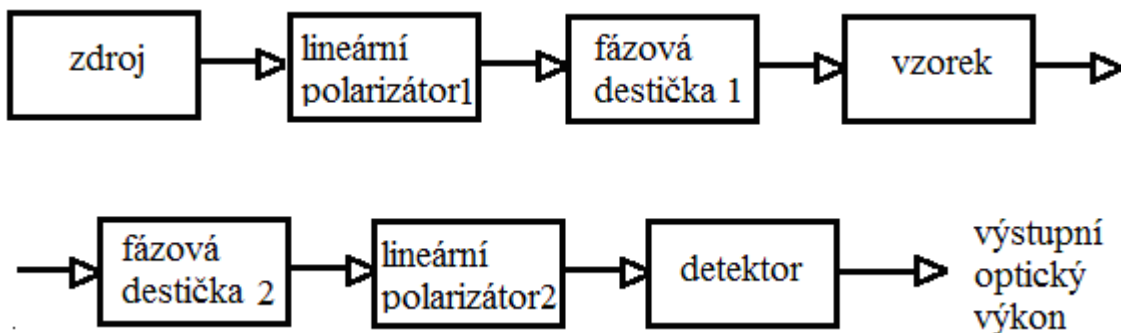
$$\begin{bmatrix} s_{1,0}^A & s_{2,0}^A & s_{3,0}^A & s_{4,0}^A \\ s_{1,1}^A & s_{2,1}^A & s_{3,1}^A & s_{4,1}^A \\ s_{1,2}^A & s_{2,2}^A & s_{3,2}^A & s_{4,2}^A \\ s_{1,3}^A & s_{2,3}^A & s_{3,3}^A & s_{4,3}^A \end{bmatrix}^T, \quad (5.13)$$

kde  $s_{m,i}^A$  je dáno  $\begin{bmatrix} s_{m,0}^A & s_{m,1}^A & s_{m,2}^A & s_{m,3}^A \end{bmatrix}^T = \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_1 (\beta_m) \mathbf{S}^Z$ . Nyní vypočítáme Muellerovu matici  $\mathbf{M}$ .

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} s_{1,0}^B & s_{2,0}^B & s_{3,0}^B & s_{4,0}^B \\ s_{1,1}^B & s_{2,1}^B & s_{3,1}^B & s_{4,1}^B \\ s_{1,2}^B & s_{2,2}^B & s_{3,2}^B & s_{4,2}^B \\ s_{1,3}^B & s_{2,3}^B & s_{3,3}^B & s_{4,3}^B \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} s_{1,0}^A & s_{2,0}^A & s_{3,0}^A & s_{4,0}^A \\ s_{1,1}^A & s_{2,1}^A & s_{3,1}^A & s_{4,1}^A \\ s_{1,2}^A & s_{2,2}^A & s_{3,2}^A & s_{4,2}^A \\ s_{1,3}^A & s_{2,3}^A & s_{3,3}^A & s_{4,3}^A \end{bmatrix}^{-1} \quad (5.14)$$

Předpokladem této metody je, že  $\mathbf{S}^Z$  je během měření konstantní. Množinu úhlů  $\beta_i$  nelze volit libovolně. Je nutné zajistit, aby determinant matice byl různý od nuly, abychom byli schopni vypočítat inverzní matici.

**Schéma:**



Obrázek 40: Schéma pro měření 16 optických intenzit



### Postup měření:

Nejprve zapojíme optické komponenty podle schématu, poté postupně budeme natáčet fázové destičky 1 a 2, aby úhly  $\beta_1$  a  $\beta_2$  odpovídali údajům v tabulce, na detektoru budeme odečítat měřený optický výkon. Z naměřených optických intenzit následně podle předložených vzorců (viz. Úvod) určíme Muellerovu matici.

### Vypracování měření:

**Tabulka 2: Naměřené výstupní optické výkony 16 optických intenzit.**

$\beta_1$ [°]	$\beta_2$ [°]	P <sub>nam</sub> [mW]	$\beta_1$ [°]	$\beta_2$ [°]	P <sub>nam</sub> [mW]
0,00	0,00		0,00	0,00	
0,00	20,00		0,00	40,00	
0,00	40,00		0,00	80,00	
0,00	60,00		0,00	120,00	
20,00	0,00		40,00	0,00	
20,00	20,00		40,00	40,00	
20,00	40,00		40,00	80,00	
20,00	60,00		40,00	120,00	
40,00	0,00		80,00	0,00	
40,00	20,00		80,00	40,00	
40,00	40,00		80,00	80,00	
40,00	60,00		80,00	120,00	
60,00	0,00		120,00	0,00	
60,00	20,00		120,00	40,00	
60,00	40,00		120,00	80,00	
60,00	60,00		120,00	120,00	

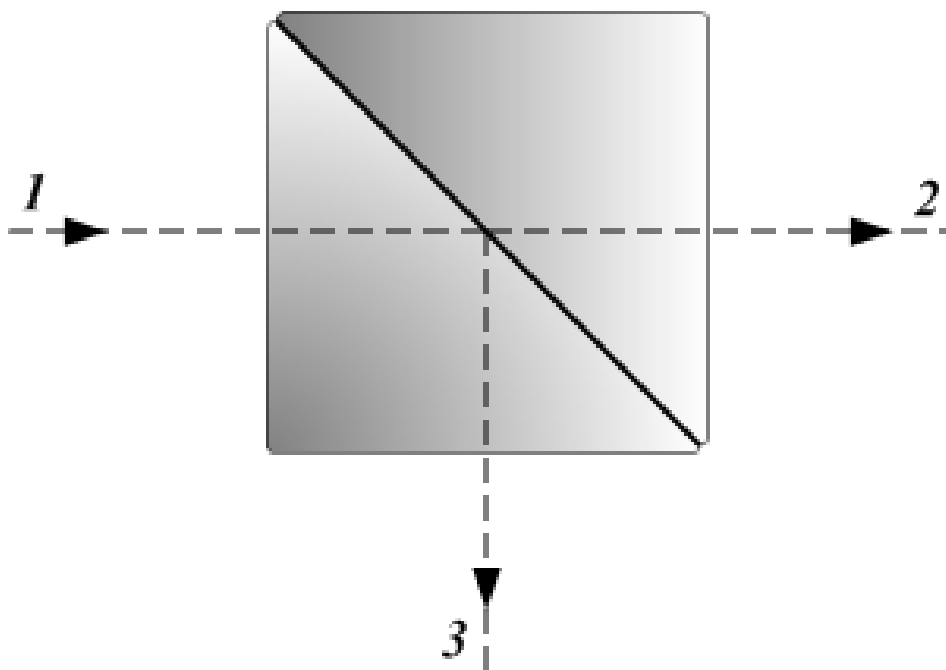
### Závěr:

Vzhledem k nedostatku optických komponentů, je tato úloha pouze teoreticky rozebrána, protože jsme neměli k dispozici druhou fázovou destičku, která by odpovídala požadavkům tohoto měření, proto u této úlohy chybí vypracování. Po změření 16 optických intenzit bychom pomocí programu matlab a předložených vzorců určili Muellerovu matici.

## 5.4 Ověření funkce beam splitteru

### Úvod:

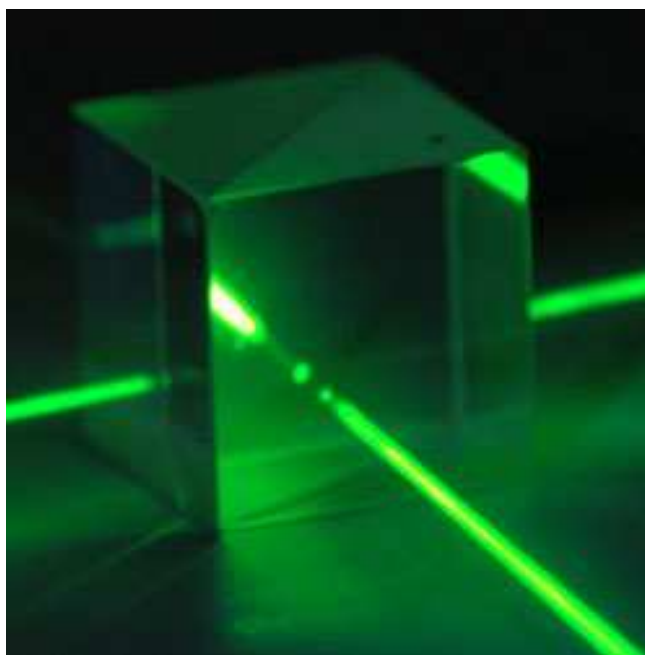
Beam Splitter je optické zařízení, které rozdělí optický paprsek světla na dvě části. Tohoto speciálního zařízení se využívá například u interferometrů, holografů a CCD kamer [14].



**Obrázek 41: Principiální zobrazení funkčnosti Beam splitteru [14]**

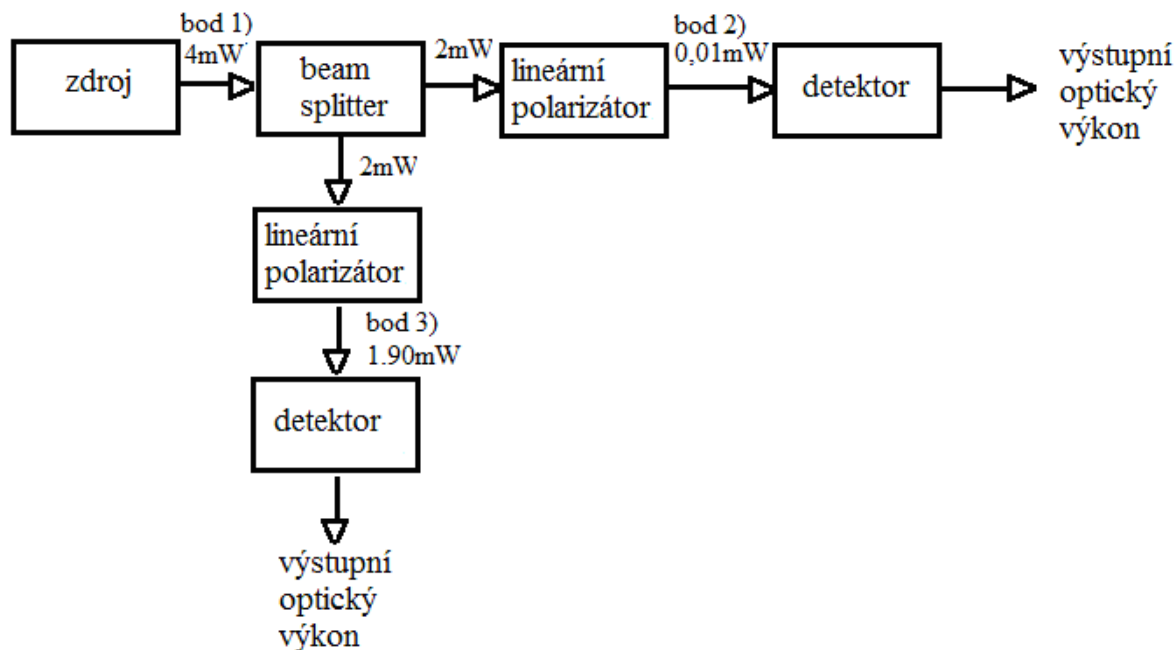
Nejčastěji používaným beam splitterem je hranolový, je vyroben ze dvou trojúhelníkových skleněných hranolů, které jsou slepeny pomocí polyesteru, epoxidu nebo lepidel na bázi polyuretanu. Tloušťka vrstvy pryskyřice je upravena pro určitou vlnovou délku.

Beam splitterem obvykle polovina paprsku projde a druhá polovina se odrazí. Pokud se jedná o polarizační beam splitter, je rovina polarizace vzájemně pootočena o  $90^\circ$ .



**Obrázek 42: Hranolový beam splitter [15]**

### Schéma:



Obrázek 43: Schéma zapojení pro ověření funkce beam splitteru

### Postup měření:

Pracoviště zapojíme podle schématu, protože máme k dispozici pouze jeden lineární polarizátor a detektor, změříme si nejprve optický výkon prošlého světla, lineárním polarizátorem otáčíme tak dlouho dokud na detektoru nenastavíme minimální (nebo maximální) výkon, potom změříme optický výkon odraženého světla. Pokud jsme lineárním polarizátorem nemanipulovali a jedná se o polarizační beam splitter, potom na detektoru odečteme maximální (minimální) hodnotu výkonu.

### Zpracování měření:

Tabulka 3: Naměřené optické výkony pro ověření funkce beam splitteru

výkon laser - bod 1)	výkon prošlého světla bod 2)	výkon odraženého světla bod 3)
[mW]	[mW]	[mW]
4mW	0.01mW	1,9mW

### Závěr:

Touto jednoduchou úlohou jsme ověřili funkci beam splitteru. Námi měřený beam splitter je hranolový, který polovinu světla propustí a polovinu odrazí. Pomocí lineárního polarizátoru jsme také zjistili, že odražené a prošlé paprsky světla jsou od sebe posunuty o  $90^\circ \Rightarrow$  jedná se o polarizační beam splitter.

**Použité přístroje:**

číslo	název, parametr	označení
1	laser - polovodičový laser, $\lambda=630\text{nm}$	laser
2	lineární polarizátor - kat. číslo:LPIR050	polarizátor
3	detektor - ANRITSU ML9002A, zvolená vlnová délka 630nm	detektor
4	beam splitter – dělič svazku	Beam splitter

## 5.5 Pomocné programy v MATLABU

V této části práce jsou uvedeny zdrojové kódy a okna uživatelských rozhraní naprogramovaných v MATLABU. Tyto programy slouží k ověření platnosti zákonů a vzorců probíraných v předchozích kapitolách, nebo jako převodníky mezi Stokesovými parametry a Jonesovými vektory. Uvedené zdrojové kódy můžou být použity jako podpora při výuce.

**MATLAB:**

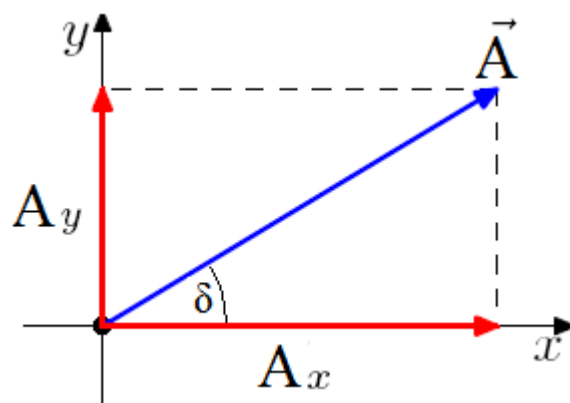
MATLAB vytvořil v sedmdesátých let profesor Cleve Moler, který navrhl program MATLAB během svého působení na Universitě v Novém Mexiku na katedře informačních technologií. MATLAB se velice rychle rozšířil i na další univerzity a získal si velké množství uživatelů a fanoušků. V roce 1983 Jack Little přepsal MATLAB do jazyka C, připsal některé další funkce a knihovny. V roce 1984 založili Jack Little, Cleve Moler a Steve Bergert společnost MathWorks, která pokračuje ve vývoji MATLABU i v současné době [16].

Pomocné programy byly vytvořeny v prostředí Guide, které umožňuje vytvářet aplikace s grafickým rozhraním. Prostředí obsahuje následující vlastnosti:

- umožňuje vytvářet a editovat uživatelské rozhraní pomocí základních komponentů
- všechny tyto komponenty jsou vytvořeny v tomto prostředí a lze je měnit za jejich běhu
- GUI aplikace je ukládána do souboru s příponou \*.fig a jeho zdrojový kód s příponou \*.m

**Převod Jonesova vektoru na Stokesův**

Jedná se o jednoduchý převod, jehož výsledek lze určit pomocí vztahu (5.4). V uživatelském rozhraní musíme zadat hodnotu  $A_x$ ,  $A_y$  a úhel  $\delta$  viz. obrázek.



Obrázek 44: Vektor  $\vec{A}$  zapsaný do roviny x-y [13]

Část zdrojového kódu:

```
function pushbutton1_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject      handle to pushbutton1 (see GCBO)
% eventdata    reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles      structure with handles and user data (see GUIDATA)
a = str2num(get(handles.edit6, 'String'));
b = str2num(get(handles.edit7, 'String'));
uhel = str2num(get(handles.edit8, 'String'));
c = abs(a^2)+abs(b^2);
d = abs(a^2)-abs(b^2);
e = 2*abs(a)*abs(b)*cos(uhel);
f = 2*abs(a)*abs(b)*sin(uhel);
set(handles.text9, 'String', c);
set(handles.text10, 'String', d);
set(handles.text11, 'String', e);
set(handles.text12, 'String', f);
```

Uživatelské rozhraní: Převod lineárně polarizované vlny v ose x

### Převod Jonesova vektoru na Stokesův

Jonesův vektor:

Ax

1

Ay

0

úhel

1

Převést

Stokesův vektor:

parametr s0

1

parametr s1

1

parametr s2

0

parametr s3

0

Obrázek 45: Uživatelské rozhraní převodu 1

## Převod Stokesova vektoru na Jonesův

Tento převod lze provést pomocí vztahů (5.5) a (5.6).

Část zdrojového kódu:

```
function pushbutton1_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject    handle to pushbutton1 (see GCBO)
% eventdata  reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles    structure with handles and user data (see GUIDATA)
a = str2num(get(handles.edit2,'String'));
b = str2num(get(handles.edit3,'String'));
c = str2num(get(handles.edit4,'String'));
d = str2num(get(handles.edit5,'String'));
e1 = sqrt((1/2)*(sqrt(b^2+c^2+d^2)+b))
f1 = sqrt((1/2)*(sqrt(b^2+c^2+d^2)-b))
if c==0
    uhel=1.570796327;
else
    uhel = atan(d/c)
end
e = e1*exp(i*0)
f = f1*exp(i*uhel)
set(handles.text1,'String', num2str(e));
set(handles.text2,'String', num2str(f));
```

Uživatelské rozhraní: Převod lineárně polarizované vlny v ose x

**Převod Stokesova vektoru na Jonesův**

Stokesův vektor:

parametr s0	1
parametr s1	1
parametr s2	0
parametr s3	0

Převést

Vypočítaný Jonesův vektor:

1
0

Obrázek 46: Uživatelské rozhraní převodu 2

**Průchod libovolně polarizovaného světla přes optický systém:**

Část zdrojového kódu:

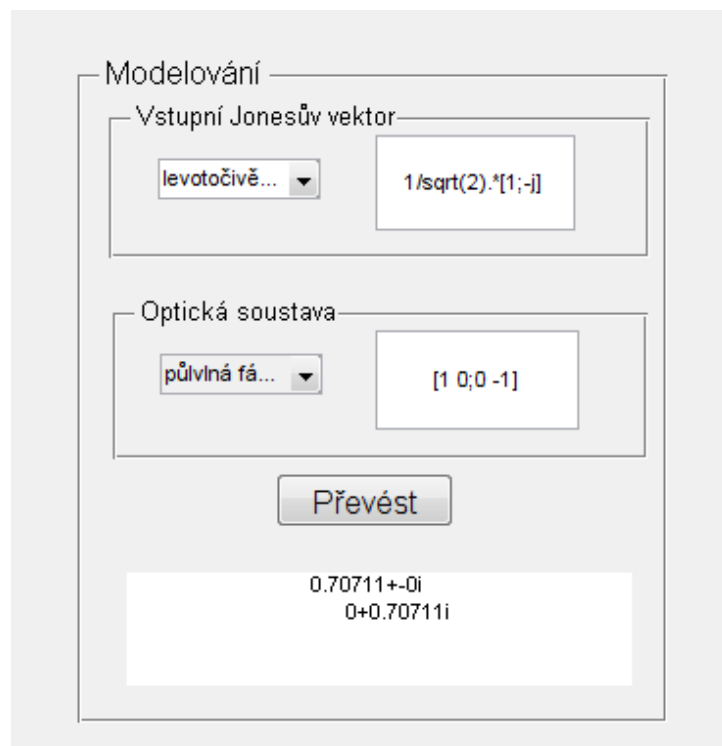
```
1) function pushbutton1_Callback(hObject, eventdata, handles)
v=get(handles.pushbutton1,'Value');
switch v
```

```

case 1
    set(handles.edit3,'String','1/sqrt(2).*[1;-j]');
case 2
    set(handles.edit3,'String','1/sqrt(2).*[1;j]');
case 3
    set(handles.edit3,'String','[1;1]');
case 4
    set(handles.edit3,'String','[1;0]');
otherwise
    set(handles.edit3,'String','[0;1]');
end
2) function pushbutton2_Callback(hObject, eventdata, handles)
u = get(handles.pushbutton2,'Value');
switch u
case 1
    set(handles.edit4,'String','[1 0;0 -j]');
case 2
    set(handles.edit4,'String','[1 0;0 -1]');
otherwise
    set(handles.edit4,'String','[0 -1;1 0]');
end
3) function pushbutton3_Callback(hObject, eventdata, handles)
% hObject      handle to pushbutton3 (see GCBO)
% eventdata    reserved - to be defined in a future version of MATLAB
% handles      structure with handles and user data (see GUIDATA)
format short
a = str2num(get(handles.edit3,'String'));
b = str2num(get(handles.edit4,'String'));
c = a';
e = c * b;
d = e';
set(handles.text4,'String',num2str(d));

```

### Uživatelské rozhraní:



**Obrázek 47: Uživatelské rozhraní pro modelování polarizace světla**

## Závěr

V této práci byly vysvětleny základní myšlenky, zákony a komponenty polarizace záření, které jsou využívány v nejrůznějších vědních a průmyslových oborech, kde je využíváno vysoké monochromatickosti a směrovosti laserového záření. Bylo ukázáno principiální složení a vznik laserového záření, typy laserových svazků včetně jejich vlastností, popisy různých polarizací světla a polarizačních zařízení, které slouží ke změně polarizace svazku. Na základě nastudovaných materiálů bylo navrženo experimentální pracoviště pro změnu a stanovení polarizace světla pomocí Stokesových parametrů.

V experimentální části byly navrženy a změřeny tři laboratorní úlohy. Byly zde uvedeny různé převody mezi Stokesovými parametry a Jonesovými vektory včetně programů provádějících tyto převody. Byl také vytvořen program, který modeluje průchod libovolně polarizovaného světla přes optický systém v programu MATLAB. V závěru každé laboratorní úlohy byly zhodnoceny naměřené výsledky včetně pojednání o možných odlišnostech s teoretickými předpoklady a možnostech zpřesnění měření.

Téma bakalářské práce mě zaujalo a chtěl bych se této problematice věnovat i v dalším studiu, při vypracování diplomové práce. Následně bych chtěl ověřit vliv polarizace na svazek šířený volným prostorem. Ověřit jaká polarizace je nejvhodnější, včetně matematického odůvodnění.



## Použitá literatura

- [1] A. E. SIEGMAN: *Lasers*, University Science Books Mill Valley, California, 1986.
- [2] SALEH, Bahaa E. A. a TEICH, Malvin Carl. *Základy fotoniky = Fundamentals of photonics*. Vyd. 1. Praha: Matfyzpress, 1994-1996. 4 sv. ISBN 80-85863-01-3
- [3] *Princip laseru* [online]. 2011 [cit. 2011-11-27]. Laser a vše o něm. Dostupné z WWW: <http://lasery.wz.cz/princip.html>.
- [4] HALLIDAY, DAVID; RESNICK, ROBERT; WALKER, JEARL. *FYZIKA : Vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Praha : VUTIUM a PROMETHEUS, 2001. 1278 s.
- [5] *Princip laseru* [online]. 2010 [cit. 2011-11-27]. Laser. Dostupné z WWW: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Laser>.
- [6] WILFERT, Otakar. *Optoelektronika*. Brno : VUT Brno, 2009. 125 s.
- [7] *Polarizace* [online]. 2009 [cit. 2011-12-12]. Polarizace (elektrodynamika). Dostupné z WWW: [http://cs.wikipedia.org/wiki/Polarizace\\_%28elektrodynamika%29#Rovinn.C3.A1\\_vlna](http://cs.wikipedia.org/wiki/Polarizace_%28elektrodynamika%29#Rovinn.C3.A1_vlna).
- [8] Moderní fyzika III : Laser. In *Fyzika VUT*. Brno : VUT Brno, 2009. s. 31.
- [9] SALEH, Bahaa E. A. a TEICH, Malvin Carl. *Základy fotoniky II = Fundamentals of photonics*. Vyd. 1. Praha: Matfyzpress, 1994-1996. 4 sv. ISBN 80-85863-01-4
- [10] GOLDSTEIN, D. *Polarized light: Second Edition, Revised And Expanded*. Basel : Marcel Dekker AG, 2003. 654 s. ISBN 0-8247-4053-X.
- [11] MACHAČ, Ivan. *POLARIZAČNÍ STAV OPTICKÉ VLNY* [online]. Brno : VUT Brno, 2008. 81 s. Bakalářská práce. VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ.
- [12] HAJNOVÁ, Bc. Anna. *Diagnostika laserových svazků* [online]. Olomouc : Univerzity Palackého v Olomouci, 2010. 72 s. Diplomová práce. Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého v Olomouci.
- [13] MONROE, Don. Don't Let Them Know You're Watching. Focus [online]. 2004, roč. 13, s. - [cit. 2012-05-22]. ISSN 1539-0748. DOI: 10.1103/PhysRevFocus.13.21. Dostupné z WWW <<http://physics.aps.org/story/v13/st21>>.
- [14] *Beam splitter* [online]. 2012 [cit. 2012-04-18]. Beam splitter. Dostupné z WWW: [http://en.wikipedia.org/wiki/Beam\\_splitter](http://en.wikipedia.org/wiki/Beam_splitter).
- [15] *Don't Let Them Know You're Watching* [online]. 2004 [cit. 2012-04-18]. Physics. Dostupné z WWW: < <http://physics.aps.org/story/v13/st21> >.

[16] *MATLAB* [online]. 2011 [cit. 2012-05-10]. MATLAB. Dostupné z WWW:  
<<http://cs.wikipedia.org/wiki/MATLAB>>.

# Význam použitých zkratek a symbolů

## Význam použitých zkratek:

Zkratka	Význam
CD	Compact disk (Kompaktní disk)
DVD	Digital Video Disc
TE	Transversal electric (Transversálně elektrická)
TM	Transversal magnetic (Transversálně magnetická)
DOP	Degree of Polarization (Stupeň polarizace)
DOLP	Degree of Linear Polarization (Stupeň lineární polarizace)
DOCP	Degree of Circular Polarization (Stupeň kruhové polarizace)

## Význam použitých symbolů:

<b>M</b>	Muellerova matice
<b>J</b>	Jonesův vektor
<b>T</b>	Jonesova matice
$\text{Re}\{x\}$	Reálná část komplexního čísla $x$
$\text{Im}\{x\}$	Imaginární část komplexního čísla $x$
$f(n)$	Diskrétní spektrum
$s_0, s_1, s_2, s_3$	Stokesovy parametry
$j$	Imaginární jednotka: $j^2 = -1$
$c$	Rychlost světla ve vakuu
$n$	Index lomu prostředí
$\epsilon_0$	Permitivita vakua
$\epsilon_r$	Relativní permitivita daného prostředí
$\mu_0$	Permeabilita vakua
$\mu_r$	Relativní permeabilita daného prostředí
$a_x$	Amplituda elektrické intenzity
$a_y$	Amplituda elektrické intenzity
$w(z)$	Pološířka svazku
$R(z)$	Poloměr křivosti
$I(r)$	Intenzita optického svazku

# **Přílohy**

## **A) Obsah přiloženého CD**

Přiložené CD obsahuje:

1. Tuto práci v PDF
2. Tuto práci v MS Word 2003
3. Fotky z měření
4. Programy a graf v MATLABU
5. Originální zadání v PDF